

Université  
de Toulouse

# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

**Délivré par :**

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

**Discipline ou spécialité :**

Génie électrique

---

**Présentée et soutenue par :**

Antoine BELINGER

**le :** vendredi 2 décembre 2011

**Titre :**

Alimentations électriques et étude énergétique d'un générateur de jets  
synthétiques à plasma

---

**Ecole doctorale :**

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

**Unité de recherche :**

UMR 5213 - Laboratoire LAPLACE

**Directeur(s) de Thèse :**

Jean-Pascal CAMBRONNE

**Rapporteurs :**

Christophe LAUX  
Eric MOREAU

Professeur à l'Ecole Centrale Paris  
Professeur à l'Université de Poitiers

**Membre(s) du jury :**

Eric LABOURE  
Jean-Hugues PAILLOL  
Nicolas NAUDE  
Daniel CARUANA  
Jean-Pascal CAMBRONNE

Professeur à l'Université Paris Sud XI  
Professeur à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour  
Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier de Toulouse  
Ingénieur de recherche à l'ONERA (DMAE) de Toulouse  
Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse



# Remerciements

*La première personne que je tiens à remercier ici est Jean Pascal Cambronne pour m'avoir confié ce sujet mais surtout pour m'avoir laissée la liberté de menée se travail à bien et d'avoir pus choisir les directions qui ont été les miennes tout en gardant un regard critique. Merci aussi pour les encouragements dans les moments de doutes (surtout au début...) qui m'ont permis de m'accrocher et de finir ce travail.*

*J'adresse mes remerciements les plus sincères à l'ensemble du jury et notamment à Mr Eric Moreau, professeur à l'université de Poitiers, ainsi qu'à Mr Christophe Laux, pour l'honneur qu'ils m'ont fait de juger ce travail et de participer au jury en tant que rapporteur. Je souhaite remercier Mr Eric Labouré d'avoir présidé ce jury et Jean-Hughes Paillol pour leurs remarques très pertinentes lors de la discussion.*

*Je remercie Nicolas Naudé et Daniel Caruana tout d'abord pour avoir participé à ce jury, mais aussi pour les nombreuses discussions enrichissantes durant ces trois années de thèse, ainsi que pour vos qualités humaines.*

*Mes remerciements vont bien entendu à l'équipe MPP pour les conseils et l'intérêt porté à ce travail qui sortait un peu de la "thématique", mais surtout pour les nombreuses discussions "extra-professionnelles" et les moments de rire. Merci aussi d'avoir (fait semblant de) rigoler à mes blague pas drôle. Merci à Partice, Bernard, Yvan, Kremena, Cedric, Pierre pour votre bonne humeur et l'accueil qui m'a été fait en arrivant. Un très grand merci à Nico G pour les conseils, les relectures mais surtout pour ta gentillesse, ainsi qu'à mes deux anciens compagnons de RU : Richard pour ta "bonne" humeur (j'ai hésité à mettre plusieurs guillemets) et Maître Hubert pour ton sens de l'humour (encore désolé pour Serious Man...) et tes conseils de films.*

*Tous ses travaux n'auraient pas aboutis sans l'ensemble du personnel technique du laboratoire et en particulier sans Alain, Sébastien, Nordine et Stéphane pour la réalisation des alims.*

*Le quotidien au labo à été très agréable grâce, entre autre, à mes anciens et nouveaux collègues. Merci à Isa et Christian pour m'avoir si gentiment accueilli dans votre bureau, à Louison pour ton inimitable franchise et ton bobo-style, à Raph et Philibert (mon parquet te remercie aussi ...) pour les soirées et toutes les conneries qu'on à pus dire et les rires qui s'en sont suivis, à Damien, Cherif (Allez l'OM), Fredo, et Mouss (et les parties de foot tardives dans les couloirs), Laurent, Rick et Jacopo (bonne chance pour la suite).*

*Je ne peux oublier dans ces remerciements les habitués de la salle café et qui participent à la bonne humeur qui règne dans ce labo: Sonia, Gisèle, Christine, Gilbert, Marie-Laure, Raph, Philippe, Richard ... et tous ceux que j'ai oublié.*

*Je ne peux oublier dans ces remerciements mes amis. Tout d'abord les Toulousaings : Nizar et Sara (pour les pintes du vendredi...), Mathieu, Elo (lol<sup>2</sup>), Pauline et Alex (pour nos discussions sans fin de sortie de table...). Merci aux anciens Cachanais avec qui j'ai réussi à garder un contact (pour les autres c'est plutôt de ma faute...désolé) : Mister Wédé, Fab et Clem. Enfin un grand merci à mes amis de longue date : Martin, Oliv, Julien, David, Sophie, Frantz, le Suisse, Nono et Guillaume pour ses prises de têtes et surtout pour tout ces bons moments et longues soirées passés ensembles.*

*Un grand merci à mes parents (sans qui je ne serais pas là ...), ma belle famille, mon frère, les zins et les zines, pour leurs soutiens, leurs confiances et leurs encouragements depuis ses nombreuses années.*

*Je terminerai par remercier du fond du cœur Natalia pour l'attention que tu me portes depuis ces dernières années. Merci beaucoup de supporter mes sautes d'humeur, mon stress et d'être toujours là pour me remotiver dans les moments "où ça va pas". Encore merci pour tout.*

*Enfin, merci à tous, en particulier à ceux qui auront le courage de feuilleter ces quelques pages...*



# SOMMAIRE

|  |           |
|--|-----------|
| <b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>                                     | <b>1</b>  |
| <b>CHAPITRE I : CONCEPTS PRELIMINAIRES .....</b>                       | <b>7</b>  |
| <b>1. Introduction au Contrôle d'écoulement .....</b>                  | <b>7</b>  |
| 1.1. Transition et décollement .....                                   | 8         |
| 1.1.1. Couche limite et transition laminaire/turbulent.....            | 8         |
| 1.1.2. Décollement de couche limite.....                               | 8         |
| 1.2. Contrôle actif d'écoulement : principes .....                     | 9         |
| 1.2.1. Aspiration .....  | 10        |
| 1.2.2. Chauffage, refroidissement .....                                | 10        |
| 1.2.3. Modification de la surface d'écoulement .....                   | 11        |
| 1.2.4. Soufflage.....  | 11        |
| 1.3. Actionneurs pour le contrôle d'écoulement .....                   | 11        |
| 1.3.1. Volet ou membrane vibrants .....                                | 12        |
| 1.3.2. Jet pulsé .....   | 12        |
| 1.3.3. Jet synthétique.....  | 13        |
| 1.3.4. Vent ionique et actionneurs plasmas.....                        | 15        |
| 1.3.5. Sparkjet.....   | 20        |
| 1.4. Conclusion.....   | 21        |
| <b>2. Plasmas à la pression atmosphérique .....</b>                    | <b>23</b> |
| 2.1. Généralités sur les plasmas.....                                  | 23        |
| 2.2. Mécanisme de création d'une décharge électrique.....              | 24        |
| 2.2.1. Streamer.....   | 25        |
| 2.2.2. Claquage de Townsend .....                                      | 26        |
| 2.2.3. Tension d'amorçage .....  | 26        |
| 2.3. Les différents types de plasmas à la pression atmosphérique ..... | 28        |
| 2.3.1. Décharge générée par le claquage de Townsend .....              | 29        |
| 2.3.2. Décharge amorcée par un streamer.....                           | 33        |
| 2.4. Conclusion.....   | 36        |
| <b>3. Alimentations électriques haute tension .....</b>                | <b>36</b> |
| 3.1. Source haute tension contrôlée .....                              | 38        |
| 3.2. Source haute tension utilisant le stockage capacitif.....         | 39        |
| 3.2.1. Générateurs de MARX .....                                       | 39        |
| 3.2.2. Alimentation à découpage utilisant un transformateur .....      | 40        |

|           |   |           |
|-----------|---|-----------|
| 3.2.3.    | Alimentation à résonance.....                             | 41        |
| 3.3.      | Source haute tension utilisant une source inductive ..... | 43        |
| 3.4.      | Conclusion.....   | 44        |
| <b>4.</b> | <b>Tests Préliminaires .....</b>                          | <b>45</b> |
| 4.1.      | Jet synthétique à plasma .....                            | 45        |
| 4.2.      | Alimentation utilisée.....                                | 47        |
| 4.3.      | Caractérisation du jet produit par la JSP.....            | 48        |
| 4.4.      | Vitesses et fréquence des jets optimales .....            | 51        |
| 4.5.      | Energie maximale à dissiper dans la décharges .....       | 52        |
| 4.6.      | Conclusion – élaboration du cahier des charges .....      | 52        |
| <b>5.</b> | <b>Conclusions .....</b>                                  | <b>53</b> |

## **CHAPITRE II : DIMENSIONNEMENT ET CARACTERISATION D'UNE ALIMENTATION INDUCTIVE ASSOCIEE A UN JSP ..... 57**

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| <b>1.</b> | <b>Dimensionnement de l'alimentation.....</b>                    | <b>58</b> |
| 1.1.      | Phase de magnétisation du transformateur .....                   | 58        |
| 1.2.      | Transfert de l'énergie au secondaire du transformateur .....     | 60        |
| 1.3.      | Phase de décharge.....   | 61        |
| 1.4.      | Dimensionnement du transformateur et du circuit magnétique ..... | 61        |
| 1.5.      | Dimensionnement de l'interrupteur.....                           | 66        |
| 1.6.      | Notes sur l'utilisation d'un écrêteur.....                       | 67        |
| <b>2.</b> | <b>Décharge créée par l'alimentation inductive.....</b>          | <b>69</b> |
| 2.1.      | Outil de caractérisation électrique .....                        | 69        |
| 2.2.      | Fonctionnement de l'alimentation.....                            | 69        |
| 2.3.      | Amorçage de la décharge.....                                     | 73        |
| 2.4.      | Evolution temporelle de la décharge .....                        | 76        |
| 2.4.1.    | Modèle électrique équivalent.....                                | 77        |
| 2.4.2.    | Tension durant la décharge .....                                 | 79        |
| 2.5.      | Energie dissipée dans la décharge .....                          | 80        |
| 2.6.      | Durée de la décharge .....                                       | 81        |
| 2.7.      | Conclusion.....  | 83        |
| <b>3.</b> | <b>Caractéristique optique de la décharge.....</b>               | <b>84</b> |
| 3.1.      | Matériel utilisé.....  | 84        |
| 3.1.1.    | Imagerie Rapide.....   | 84        |
| 3.1.2.    | Spectroscopie d'émission optique .....                           | 85        |
| 3.2.      | Evolution de la géométrie de la décharge dans le temps .....     | 85        |
| 3.2.1.    | Influence de l'énergie sur le volume de la décharge.....         | 89        |

|           |   |           |
|-----------|---|-----------|
| 3.3.      | Influence de l'énergie sur la température de décharge ..... | 91        |
| <b>4.</b> | <b>Conclusion.....</b>                                      | <b>94</b> |

## **CHAPITRE III : DIMENSIONNEMENT ET CARACTERISATION D'UNE ALIMENTATION CAPACITIVE ASSOCIEE A UN JSP ..... 97**

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| <b>1.</b> | <b>Dimensionnement de l'alimentation.....</b>   | <b>98</b>  |
| 1.1.      | Transfert de l'énergie du transformateur au condensateur .....                                      | 98         |
| 1.2.      | Décharge créée par le condensateur.....   | 99         |
| 1.3.      | Fréquence de fonctionnement.....  | 100        |
| 1.4.      | Limitation du temps de montée .....   | 100        |
| 1.5.      | Utilisation du transformateur de l'alimentation inductive.....                                      | 101        |
| 1.6.      | Modification de l'alimentation : dimensionnement d'un nouveau transformateur .....                  | 101        |
| <b>2.</b> | <b>Décharges produites par l'alimentation capacitive.....</b>                                       | <b>104</b> |
| 2.1.      | Comportement électrique des décharges .....   | 104        |
| 2.1.1.    | Impédance du fil et des connexions .....  | 105        |
| 2.1.2.    | Calcul de la tension de décharge.....   | 108        |
| 2.2.      | Modèle électrique équivalent de la décharge.....  | 109        |
| 2.2.1.    | Validation par simulation Pspice .....  | 110        |
| 2.2.2.    | Validation énergétique du modèle .....  | 111        |
| 2.3.      | Amorçage de la décharge.....  | 113        |
| <b>3.</b> | <b>Influence de l'énergie sur la décharge .....</b>   | <b>116</b> |
| 3.1.      | Influence de l'énergie sur la durée de la décharge .....  | 116        |
| 3.2.      | Influence de l'énergie sur le diamètre de la décharge .....   | 117        |
| 3.3.      | Influence de l'énergie sur la température de la décharge .....                                      | 120        |
| 3.3.1.    | Calcul de la température du plasma .....  | 120        |
| 3.3.2.    | Vérification de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique locale .....                             | 125        |
| 3.4.      | Conclusion sur l'influence de l'énergie dans la décharge générée par l'alimentation capacitive..... | 128        |
| <b>4.</b> | <b>Calcul de la résistance équivalente de décharge à partir des mesures optiques .....</b>          | <b>129</b> |
| 4.1.      | Détermination de la conductivité du plasma.....   | 129        |
| 4.2.      | Choix du diamètre de la décharge.....   | 130        |
| 4.3.      | Calcul de la résistance .....   | 130        |
| 4.4.      | Détermination de la température de la décharge à partir du modèle équivalent .....                  | 131        |
| <b>5.</b> | <b>Conclusion.....</b>  | <b>132</b> |
| <b>6.</b> | <b>Comparaison de l'alimentation inductive et capacitive.....</b>                                   | <b>133</b> |

## **CHAPITRE IV : INFLUENCE DU MODE D'ALIMENTATION SUR LES PERFORMANCES DE L'ACTIONNEUR ..... 139**

|   |            |
|---|------------|
| <b>1. Comportement thermique de l'actionneur.....</b>   | <b>139</b> |
| 1.1. Caméra thermique.....  | 140        |
| 1.2. Evolution des températures finales en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge..... | 141        |
| 1.3. Effet de la fréquence de fonctionnement sur la température du capuchon .....               | 143        |
| 1.4. Variation de la tension de claquage avec la fréquence .....                                | 144        |
| 1.5. Evolution de la tension de claquage avec la température .....                              | 145        |
| 1.6. Estimation de la température avant la décharge .....                                       | 147        |
| 1.7. Conclusion.....  | 149        |
| <b>2. Performances de l'actionneur à basse fréquence.....</b>                                   | <b>150</b> |
| 2.1. Mesures des pressions en sortie de l'actionneur.....                                       | 150        |
| 2.2. Durée des jets .....   | 151        |
| 2.3. Influence de la distribution de l'énergie sur la surpression maximale .....                | 152        |
| 2.4. Vitesses des jets.....   | 153        |
| 2.4.1. Strioscopie .....  | 154        |
| 2.4.2. Evolution de la vitesse en fonction du temps.....  | 155        |
| 2.4.3. Vitesses maximales des jets .....  | 156        |
| 2.5. Conclusion.....  | 157        |
| <b>3. Performance de l'actionneur à haute fréquence.....</b>                                    | <b>158</b> |
| 3.1. Durée de jet.....  | 158        |
| 3.2. Limite fréquentielle de l'actionneur .....   | 159        |
| 3.3. Puissance du jet .....   | 160        |
| <b>4. Rendement des JSP .....</b>   | <b>161</b> |
| 4.1. Détermination du rendement à partir des mesures de pression.....                           | 161        |
| 4.2. Détermination du rendement à partir des températures du capuchon .....                     | 164        |
| 4.2.1. Mise en place du modèle.....   | 165        |
| 4.2.2. Détermination des pertes thermiques .....  | 168        |
| 4.2.3. Valeur des rendements .....  | 169        |
| 4.3. Conclusion.....  | 169        |
| <b>5. Conclusion.....</b>   | <b>170</b> |

## **CHAPITRE V : APPLICATIONS DES JSP AU CONTROLE D'ECOULEMENT ... 175**

|  |            |
|--|------------|
| <b>1. Présentation des alimentations.....</b>        | <b>175</b> |
| <b>2. Application au contrôle d'écoulement .....</b> | <b>178</b> |

|  |  |            |
|--|--|------------|
| 2.1.                                     | Essais réalisés à l'ONERA .....                        | 178        |
| 2.2.                                     | Essais réalisés au laboratoire Pprime de Poitiers..... | 181        |
| <b>3.</b>                                | <b>Application au contrôle de bruit de jet.....</b>    | <b>182</b> |
| <b>4.</b>                                | <b>Conclusion.....</b>                                 | <b>186</b> |
| <b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....</b>  |  | <b>189</b> |
| <b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:.....</b> |  | <b>195</b> |



## **Introduction générale**





# Introduction générale

Dans le domaine des transports, qu'il s'agisse de véhicule terrestre ou d'aéronef, la réduction de la consommation de carburant est un enjeu crucial. En effet, les industriels sont confrontés à plusieurs problèmes : l'augmentation du prix du pétrole lié à une demande toujours croissante et à la diminution probable des ressources pétrolières d'une part, et les impacts environnementaux d'autre part (pollution de l'air, bruit, contribution au réchauffement climatique ...). D'ici 2020 pour l'aéronautique, les émissions de  $\text{CO}_2$  devront diminuer de moitié. La consommation des avions devra donc être réduite fortement. Pour y parvenir, les principaux axes de progrès sont : l'amélioration du rendement des moteurs, la réduction des masses et la diminution du coefficient de traînée... C'est principalement sur ce dernier point que peut agir le contrôle des écoulements, mais aussi sur la réduction des masses en permettant de concevoir des formes aérodynamiques plus épurées et donc plus légères. Le contrôle d'écoulements pourrait également permettre d'étendre le domaine de vol en retardant l'apparition d'instabilités, et donc en diminuant la traînée.

Il existe deux méthodes de contrôle : le contrôle passif et le contrôle actif. Le premier type de contrôle s'intéresse à l'optimisation des formes sur lesquelles se développe l'écoulement. Dans le cas du contrôle actif, il est nécessaire d'injecter de l'énergie dans l'écoulement se développant sur la surface à contrôler. Il est particulièrement intéressant d'allier ces deux techniques, puisque la forme de la surface sur laquelle se développe l'écoulement peut être optimisée pour le vol de croisière, utilisant ainsi le contrôle passif durant cette phase de vol. Cependant la forme des ailes n'est pas optimisée pour les phases de décollage et d'atterrissage, le contrôle actif peut alors s'avérer utile lors de ces phases de vol. Il existe quatre manières de contrôler un écoulement de manière active :

- Chauffer ou refroidir la surface sur laquelle s'écoule le fluide;
- Modifier la surface sur laquelle s'écoule le fluide;
- Aspirer l'air s'écoulant le long de la surface;
- Souffler de l'air dans l'écoulement.

Cette dernière technique est particulièrement performante, et de nombreux actionneurs ont été développés dans cette optique. Ils utilisent pour la plupart soit des matériaux piézo ou magnéto électrique, soit des plasmas. Ces derniers actionneurs font l'objet, depuis une dizaine d'années, de nombreux travaux de recherche comme, par exemple ceux menés dans le cadre du projet européen PLASMAERO. Dans cette thèse, nous nous intéresserons à un actionneur plasma utilisée pour le contrôle d'écoulement. Un plasma peut transmettre de l'énergie cinétique par le déplacement d'espèces chargées (vent ionique), cette propriété est utilisée dans les actionneurs à décharge couronne, mais il peut aussi être utilisé comme une source de chaleur pour générer le mouvement. C'est cette propriété qui est utilisée dans les actionneurs de type SPARKJET qui font l'objet de ce travail. Ces nouveaux actionneurs ont été conçus pour la première fois en 2004 au Applied Physics Laboratory de l'université

de John Hopkins (Baltimore – USA). Dès 2006, le laboratoire LAPLACE et le département DMAE de l'ONERA de Toulouse se sont intéressés à ces actionneurs. Les sparkjets sont constitués d'une cavité millimétrique dans laquelle deux électrodes sont insérées. La cavité est recouverte par un capuchon sur lequel est percé un orifice dont le diamètre n'excède pas le millimètre. Leur fonctionnement se décompose en trois phases. Tout d'abord la création d'un plasma par l'intermédiaire d'une décharge électrique. Ce plasma a la propriété de dégager une chaleur importante, et donc d'élever la température de l'air contenu dans la cavité. Cette élévation de température s'accompagne, dans un deuxième temps, d'une montée en pression. Cette dernière va mettre en mouvement l'air contenu initialement qui va s'échapper à grande vitesse par l'orifice situé sur la surface sur laquelle s'écoule le fluide extérieur. Une fois l'air expulsé, la cavité est quasiment vide, elle est donc dépressurisée. Ce gradient de pression entre l'extérieur et l'intérieur de la cavité, conduit au remplissage de l'actionneur dans une troisième phase de fonctionnement. La cavité étant à nouveau remplie, le sparkjet est prêt pour un nouveau cycle de fonctionnement.

Les Sparkjets ont la particularité de générer des jets à grande vitesse sans utiliser de système fluidique extérieur (comme des valves et des pompes), mais uniquement à partir d'une source électrique.

L'objectif de cette thèse est triple. Il s'agit tout d'abord de concevoir une alimentation permettant d'alimenter un sparkjet. Ensuite d'étudier l'influence de l'alimentation électrique sur les plasmas générés et sur les performances de l'actionneur. Enfin, de vérifier si les actionneurs sparkjet sont capables de contrôler ou du moins de modifier un écoulement.

Afin de bien comprendre les enjeux de ce travail, nous allons dans un premier chapitre faire de brefs rappels sur le contrôle d'écoulement et plus particulièrement sur les actionneurs permettant de faire du contrôle actif, et sur les plasmas générés à la pression atmosphérique. Les plasmas étant générés dans ce système par des alimentations haute tension, nous passerons en revue les différentes structures existantes. Nous pourrions à ce stade faire un choix quant à la structure d'alimentation permettant d'alimenter un actionneur de type Sparkjet. Ce premier chapitre se terminera par la mise en place d'un cahier des charges, effectué à partir de tests préliminaires sur un sparkjet, qui permettra de dimensionner les alimentations électriques utilisées par la suite.

Le deuxième chapitre s'intéressera à la conception et la réalisation de deux structures d'alimentation électrique susceptibles de faire fonctionner les sparkjets. Après une présentation de leurs dimensionnements, nous présenterons pour chacune d'elle les décharges électriques générées. Cette étude sur les décharges commencera par la mise en évidence des mécanismes d'allumage de chacun des plasmas et par une étude du comportement de la décharge d'un point de vue électrique (notamment par la mise en place d'un modèle électrique équivalent). Ensuite, nous étudierons, l'influence de l'énergie dissipée dans la décharge sur la durée, le volume ou encore la température du plasma produit. Nous conclurons ce chapitre par une comparaison de ces deux alimentations, nous verrons ainsi que l'énergie est dissipée de manière complètement différente pour les deux alimentations. L'air présent dans la cavité ne sera donc pas chauffé de la même manière suivant l'alimentation utilisée.

Partant de ce constat nous avons étudié, dans un troisième chapitre, l'influence de l'alimentation sur les performances de l'actionneur. Nous avons tout d'abord mis en lumière le comportement thermique du sparkjet vis-à-vis de l'alimentation, avant d'étudier les performances aérodynamiques. Pour les deux alimentations, les vitesses, durées et pressions des jets ont ainsi été mesurées pour différentes fréquences de fonctionnement et différentes énergies dissipées dans la décharge. Nous finirons ce chapitre par une estimation du rendement des Sparkjet. Après un bilan global, il apparaît qu'une alimentation est bien plus performante que l'autre.

Le dernier chapitre présente différentes applications des sparkjets réalisées durant cette thèse. Il s'agit de deux manipulations de contrôle d'écoulement, une première réalisée à l'ONERA de Toulouse, sur une plaque plane, et la seconde réalisée au laboratoire Pprime de Poitiers sur un profil réduit d'aile d'avion. Nous présentons aussi une application plus exotique, le contrôle de bruit d'une tuyère.



## **Chapitre I : Concept préliminaires**



# **Chapitre I : Concepts préliminaires**

Plusieurs actionneurs permettent d'agir sur les écoulements en injectant de l'énergie ou de la quantité de mouvement dans l'écoulement. La recherche est très florissante dans ce domaine, et un nouvel actionneur est apparu il y a 6 ans : les Sparkjets aussi appelés jet synthétique à plasma (JSP) qui génèrent des jets à grande vitesses à partir d'un plasma (et donc de courant électrique). Le développement d'alimentation électrique pour ce type d'actionneur n'a pas été étudié et il est crucial de la dimensionner au mieux pour que l'actionneur soit le plus performant possible. Nous proposons dans ce premier chapitre de présenter la démarche qui nous a amené à étudier les JSP et à déterminer la structure et les paramètres nous permettant de dimensionner leur alimentation électrique.

Après quelques rappels sur le contrôle d'écoulement, nous verrons dans une première partie qu'ils réunissent les qualités d'autres actionneurs destinés à ces mêmes applications. Cette partie met aussi en avant les questions soulevées par l'utilisation de ces nouveaux dispositifs et notamment sur l'aspect thermique. En effet, les JSP fonctionnent grâce au chauffage de l'air par un plasma. Dans une seconde partie, nous proposerons un état de l'art sur les plasmas à la pression atmosphérique en mettant l'accent sur leur température. Cet état de l'art nous permettra de mettre en lumière le plasma qui pourrait convenir au bon fonctionnement de l'actionneur.

Les plasmas à la pression atmosphérique sont en général produits par une alimentation électrique haute tension. Nous essaierons dans une troisième partie de choisir une structure d'alimentation qui pourrait convenir à l'alimentation de l'actionneur. Enfin dans une dernière partie, nous présenterons les tests préliminaires sur l'actionneur qui nous ont permis d'aboutir au cahier des charges utile à la réalisation de l'alimentation choisie.

## **1. Introduction au Contrôle d'écoulement**

Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener dans un état souhaité. En général, il s'agit de réduire les effets néfastes liés à la transition d'un état laminaire à turbulent, ou à la séparation de couche limite. On peut alors espérer obtenir une diminution de trainée, une augmentation de la portance ou encore une réduction du bruit. A l'inverse, il peut-être parfois souhaitable de provoquer la séparation de couche limite dans le but, par exemple, de réduire la distance d'atterrissage.

Les écoulements peuvent être contrôlés de manière passive ou de manière active ;

La première méthode consiste à modifier la forme ou encore la rugosité de la surface sur laquelle le fluide s'écoule. L'avantage est qu'elle ne nécessite aucun apport d'énergie extérieur mais n'étant pas amovible, elle est définie pour un type d'écoulement précis.

La seconde approche consiste à injecter de l'énergie dans l'écoulement à l'aide d'un actionneur commandé. Quelle que soit la technologie utilisée, la commandabilité de ces dispositifs leur permet d'être amovibles, et donc d'être applicables à différents types d'écoulement. En revanche, ils consomment de l'énergie, il faut donc faire attention à ce que le bilan énergétique soit favorable.

Ces deux stratégies peuvent et même doivent être complémentaires. Dans le cas d'un avion par exemple, la géométrie des ailes peut être définie pour la phase de croisière, et l'ajout d'actionneurs permet de modifier l'écoulement pendant la phase de décollage ou d'atterrissage dans le but, par exemple, de réduire les distances nécessaires sur les pistes d'atterrissage.

Après un rappel sur les notions de transition laminaire-turbulent et de séparation de couche limite, nous nous attarderons, sur les méthodes actives pour contrôler les écoulements. Un état de l'art des différents actionneurs nous permettra de mettre en avant leurs différents avantages et inconvénients.

## 1.1. Transition et décollement

### 1.1.1. Couche limite et transition laminaire/turbulent

Le concept de couche limite a été introduit par Prandtl en 1904, pour expliquer les effets de la viscosité des fluides qui n'est pas pris en compte dans la théorie des écoulements parfaits. En effet, la viscosité du fluide conduit à diviser l'écoulement en deux domaines distincts : une fine couche proche de la paroi où les forces de viscosité sont prédominantes et une couche plus éloignée où l'écoulement peut être considéré comme parfait. En effet, à proximité immédiate de la surface d'un obstacle et par un phénomène d'adhérence du fluide due à la viscosité, un écoulement de fluide présente une vitesse nulle ou très faible dans une zone située à proximité de cette surface dénommée couche limite. Dans la zone de couche limite, les gradients de vitesse étant importants, une légère modification de ceux-ci est susceptible d'entraîner d'importantes modifications dans l'écoulement aval.

L'état d'un écoulement dépend d'un coefficient, dit coefficient de Reynolds, traduisant l'importance relative des forces inertielles liées à la vitesse et des forces de frottement liées à la viscosité. Si ces dernières sont prépondérantes, le frottement entre deux couches fluides maintient leur cohésion et l'on obtient un écoulement laminaire. Au-delà d'une certaine limite l'écoulement est déstabilisé, ce qui peut conduire à la turbulence après une phase de transition plus ou moins importante.

La couche limite d'abord laminaire va devenir turbulente lorsqu'elle est soumise à des petites perturbations provoquées par des petites rugosités sur la paroi. Le passage à l'état turbulent a pour caractéristique d'augmenter les forces de frottement d'un obstacle par rapport à un écoulement laminaire.

### 1.1.2. Décollement de couche limite

Le décollement d'un écoulement traduit le fait que le fluide se détache de la paroi d'un obstacle. Ce phénomène est souvent causé par un gradient de pression positif ou par une brusque modification géométrique. Le gradient de pression est favorable, ou négatif, lorsque la pression en aval diminue



avec le sens de l'écoulement. Au contraire, lorsque le gradient de pression est positif, l'augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement ralentit le fluide. Si ce gradient est assez fort, le fluide peut alors être complètement stoppé : c'est le décollement. Comme l'illustre la figure 1, ce phénomène s'accompagne d'une zone de recirculation proche de la paroi et donc d'une augmentation de la composante normale de la vitesse à la paroi.

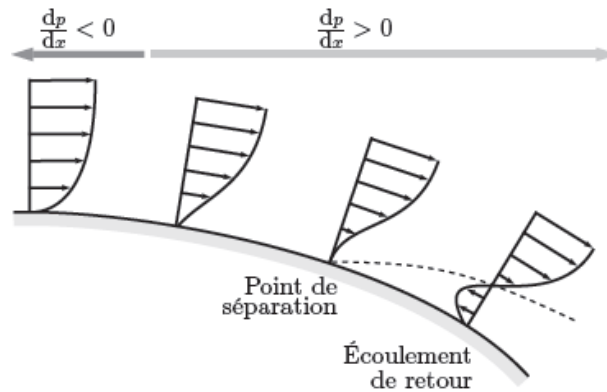


Figure I-1 : effet du gradient de pression sur le décollement de couche limite

Sur un profil d'aile d'avion, la séparation de la couche limite entraîne des diminutions de portance et des augmentations de trainée. Une réduction de la trainée de quelques pourcents sur un avion commercial permet une réduction importante de la consommation de kérosène.

Dans le cas d'écoulement turbulent, les profils de vitesse de couche limite sont plus proches de la paroi, et permettent ainsi à l'écoulement de mieux résister au gradient de pression négatif, et donc retardent le décollement de couche limite. La turbulence peut donc être souhaitable afin d'éviter ces phénomènes de décollement de couche limite.

Lorsque les fluides s'écoulent le long d'une paroi, la rugosité de celle-ci a un effet non négligeable sur la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. En agissant sur la rugosité de la surface, on peut donc agir sur l'écoulement : cette technique de contrôle d'écoulement est dite passive. Bien qu'augmentant le coefficient de frottement, l'élévation de la rugosité de la surface permet de retarder le phénomène de décollement de couche limite. Sur un aéronef par exemple, des bandes abrasives sont utilisées pour provoquer la transition de la couche limite au bord d'attaque des profils pour réduire la trainée totale. Cependant, lorsque la vitesse du fluide devient de plus en plus élevée, le gradient de pression pariétal diminue jusqu'à devenir nul et ce qui entraîne le décollement de couche limite. Par différentes méthodes de contrôle dites actives, il est alors nécessaire d'injecter de l'énergie dans la couche limite afin d'augmenter le gradient de pression pariétal et de recoller la couche.

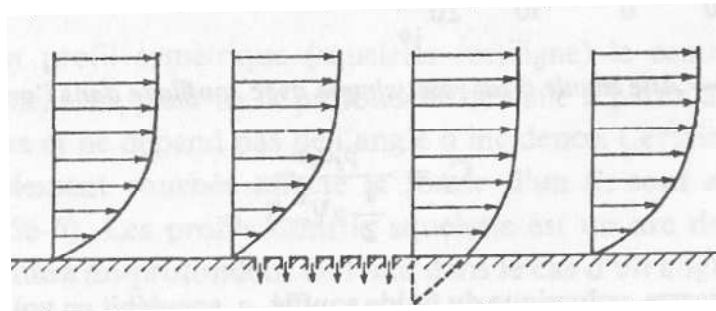
## 1.2. Contrôle actif d'écoulement : principes

Comme indiqué précédemment, le décollement est un phénomène que l'on cherche plutôt à éviter. Pour cela, et dans la mesure du possible, la laminarité de l'écoulement doit être maintenue. Il peut arriver également qu'il soit nécessaire de provoquer une turbulence contrôlée pour limiter le

décollement. C'est ce qui est obtenu par exemple avec des aérofreins situés sur les ailes qui augmentent la trainée et diminuent la portance, permettant ainsi de raccourcir les distances d'atterrissage. Dans ce cas, les techniques de contrôle consistent à modifier le profil de vitesse au sein de la couche limite afin de provoquer la transition de l'état laminaire à l'état turbulent. Nous allons ici détailler les différentes méthodes pour y parvenir:

### 1.2.1. Aspiration

La technique d'aspiration est la plus ancienne. Elle a été proposée par Prandtl en 1904, et permet de retirer le fluide qui est ralenti par la paroi avant qu'il ne commence à se séparer ; l'accroissement de la couche limite est donc diminué. De plus la zone de fluide possédant une très forte quantité de mouvement est dérivée vers la surface. Ceci permet de générer une nouvelle couche limite capable de résister aux gradients de pression adverses et donc de retarder la séparation. Le principe de fonctionnement est visualisé sur la Figure I-2.



**Figure I-2 : Principe de l'aspiration de couche limite [1]**

Des essais ont été menés par Dassault et sur les dérives de l'A320. Il a été montré qu'il est possible de maintenir l'état laminaire jusqu'à des Reynolds de  $4.7.10^7$ , induisant des diminutions de trainée de 20%. Dans l'utilisation de ces dispositifs, le principal inconvénient est l'obstruction des orifices d'aspiration par l'impact de petits insectes ou la formation de glace rendant la maintenance difficile.

### 1.2.2. Chauffage, refroidissement

En modifiant la température des obstacles, on fait varier la viscosité du gaz qui varie avec la température. Ainsi par exemple, en refroidissant les parois par une réduction de 70% de la température ambiante, on augmente le Reynolds critique  $10^5$  à  $10^7$  sur une plaque plane et donc la turbulence se trouve réduite. Le problème de ce type de système est son implémentation au sein d'un avion, puisqu'il faut refroidir l'ensemble des ailes, ce qui demande une énergie colossale. Le carburant étant stockée dans les ailes, une solution pourrait être d'utiliser un carburant à très basse température (hydrogène liquide) pouvant servir de refroidisseur. Cette solution est à l'heure actuelle peu envisageable car elle nécessiterait un bouleversement technologique pour un gain d'énergie relativement mesuré.

### 1.2.3. Modification de la surface d'écoulement

La couche limite existe du fait de la différence de vitesse entre l'écoulement et la paroi. En modifiant la forme de la paroi ou en annulant cette différence de vitesse, on peut aller jusqu'à supprimer la couche limite par exemple en mettant un cylindre en rotation devant la paroi (sur le bord d'attaque) où s'écoule le fluide : La rotation du cylindre a alors pour effet de diminuer la différence de vitesse entre l'écoulement et la paroi. Les solutions de ce type sont très efficaces puisque la portance d'une aile d'avion peut être augmentée de 200%, mais au prix de dépenses énergétiques trop importantes par rapport au gain escompté.

Une autre technique consiste à modifier légèrement la paroi par des excitations périodiques conduisant à des oscillations de la surface qui entraînent le recollement de la couche à la surface. Cette méthode efficace a donné lieu à la réalisation de plusieurs actionneurs électromagnétiques ou plus préférablement par la mise en œuvre de matériaux piézo-électriques.

### 1.2.4. Soufflage

Le soufflage consiste à injecter de la quantité de mouvement dans la couche limite afin d'éviter son décollement avec une orientation tangentielle ou normale à la paroi, même si le soufflage tangential reste le plus utilisé ; le principe de fonctionnement de cette méthode est illustré sur la Figure I-3.

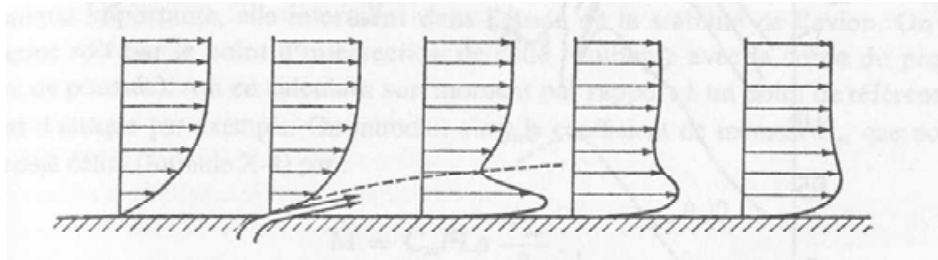


Figure I-3: Principe du soufflage tangential

Cette méthode très efficace est certainement la plus répandue, en particulier en terme d'actions de recherche menées ces dernières années et qui ont débouché sur une grande diversité d'actionneurs, utilisant des technologies aussi diverses que les matériaux piézo-électriques, les plasmas...Le jet synthétique par plasma qui fait l'objet du travail mené au cours de cette thèse s'inscrit dans cette famille.

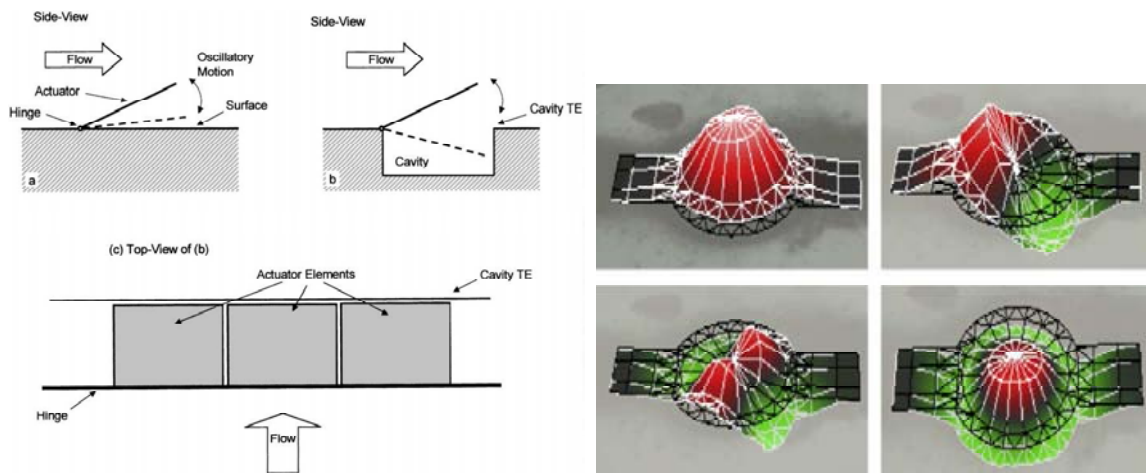
## 1.3. Actionneurs pour le contrôle d'écoulement

Les principes et actions possibles pour du contrôle d'écoulement ont été données dans le paragraphe précédent. Il existe plusieurs types d'actionneurs pouvant réaliser l'une de ces fonctions. La littérature est abondante sur le sujet, incluant une classification des actionneurs utilisés pour le contrôle d'écoulement [2]. Nous allons en présenter ici une revue non exhaustive mais limitée d'une part au plus pertinents et excluant les actionneurs mettant en œuvre des plasmas et qui feront l'objet d'un paragraphe spécifique.

### 1.3.1. Volet ou membrane vibrants

Ces actionneurs électromécaniques reprennent le principe d'oscillation de la surface dont une présentation générale est donnée par Greenbaltt [3]. La déformation de la surface est obtenue par l'application d'une tension à l'entrée du dispositif de sorte qu'un signal électrique alternatif permet d'obtenir un système vibrant. Ces MEMS étant de taille micrométrique, les déformations induites sont assez faibles, typiquement de 10 à 100µm [4], mais suffisantes pour introduire des perturbations dans l'écoulement. Ces dernières dépendent de la géométrie, de l'orientation et du mode de vibration de l'actionneur.

Ces actionneurs peuvent prendre diverses formes, selon qu'il s'agisse de déformation de membranes [5], [6], ou bien d'actionnement de petits volets [7], [8], comme on peut le voir sur la Figure I-4.



**Figure I-4: Actionneur de type MEMS : volet, membrane avec ces différents modes de vibration**

A la fréquence de résonance, ces actionneurs ont un déplacement maximal. Ils sont donc habituellement excités à cette fréquence qui se situe en général à quelques kHz. La fréquence de résonance étant directement liée aux dimensions de ce système, il est important de bien optimiser les géométries, même s'il reste cependant tout à fait possible de faire varier la fréquence sans avoir de diminutions de déplacement trop importantes.

Greenbaltt expose les très nombreuses expériences de contrôle d'écoulement réalisées avec ce type d'actionneurs. Ils se révèlent assez efficaces puisqu'il est possible d'empêcher le décollement de couche limite jusqu'à des Reynolds de  $6 \cdot 10^5$  [3]. De plus, il est assez facile de réaliser un asservissement de ce type de système puisqu'ils sont commandés électriquement [4], [9]. De dimension micrométrique, leur nombre doit toutefois être assez élevé pour réaliser un contrôle d'écoulement sur l'intégralité de la surface d'une aile d'avion.

### 1.3.2. Jet pulsé

Basés sur la méthode de soufflage, les jets pulsés utilisent une source extérieure pour créer un jet rapide. De l'air sous pression est introduit dans une cavité qu'une valve permet d'ouvrir ou de fermer, permettant ainsi de contrôler une expulsion d'air à grande vitesse. La valve est très souvent obtenue à

partir d'un matériau piézo-électrique qui a l'avantage d'être piloté électroniquement. Un exemple de ce type d'actionneur est présenté sur la Figure I-5.

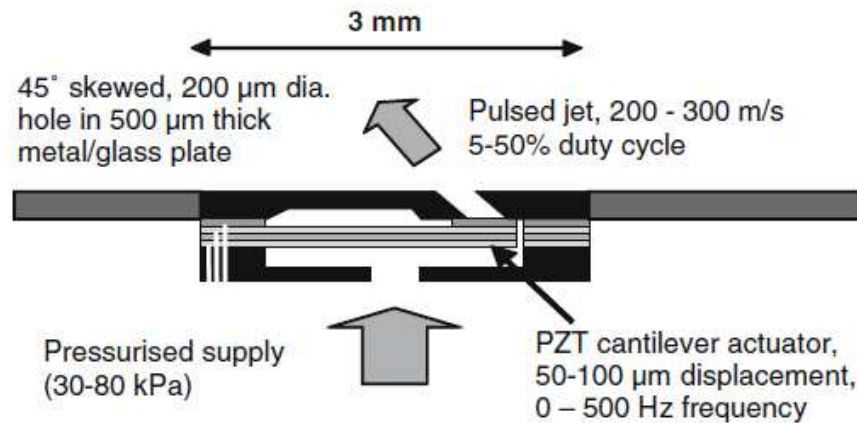


Figure I-5: Schéma d'un jet pulsé

Ces actionneurs permettent d'obtenir des jets ayant une vitesse de 300m/s pour des fréquences de fonctionnement allant jusqu'au kHz [10]. Il nécessite cependant d'avoir une source d'air comprimé (donc soit une pompe, soit des bouteilles de gaz) très volumineuse et énergivore. La possibilité de contrôle des écoulements ayant un Reynolds très élevée a été démontrée en laboratoire ; toutefois leur utilisation pratique semble peu probable car demandant une machinerie très volumineuse.

### 1.3.3. Jet synthétique

Les jets synthétiques sont des jets pulsés ne nécessitant pas d'apport d'énergie extérieur. Ils utilisent donc les deux méthodes de contrôle d'écoulement que sont le soufflage et l'aspiration puisqu'ils ont la propriété d'avoir un débit massique nul. Constitué d'une cavité débouchant sur la surface, l'air présent à l'intérieur est tout d'abord expulsé, vidant ainsi la cavité, qui se remplit à nouveau par aspiration. Le fonctionnement est donc cyclique. Les mouvements d'air dans la cavité sont obtenus par déformation d'une membrane ou d'un diaphragme sous l'action d'un champ électrique ou d'un champ magnétique ; Un schéma de ces structures est présenté sur la Figure I-6.

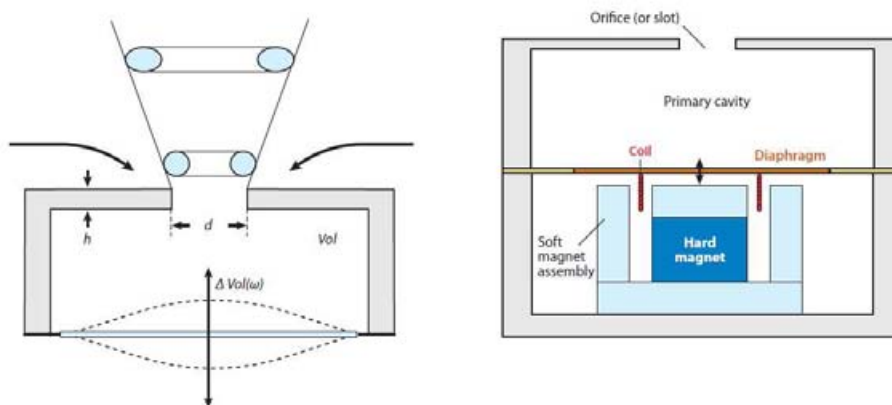


Figure I-6: Jet synthétique, technologie piézo-électrique; technologie électrodynamique [2]

Ces actionneurs sont composés d'un diaphragme qui oscille autour de sa position centrale. Sa vibration entraîne son oscillation, qui va permettre d'expirer ou d'aspirer l'air dans la cavité, est provoquée par une excitation électrique alternative. Les phénomènes physiques mis en jeu dans les deux actionneurs mentionnés sur la Figure I-6 sont :

- La déformation du matériau dans le cas de l'actionneur piézo-électrique
- Une force électromagnétique due à l'interaction entre un aimant permanent, et le courant traversant la bobine dans le cas de l'actionneur électrodynamique.

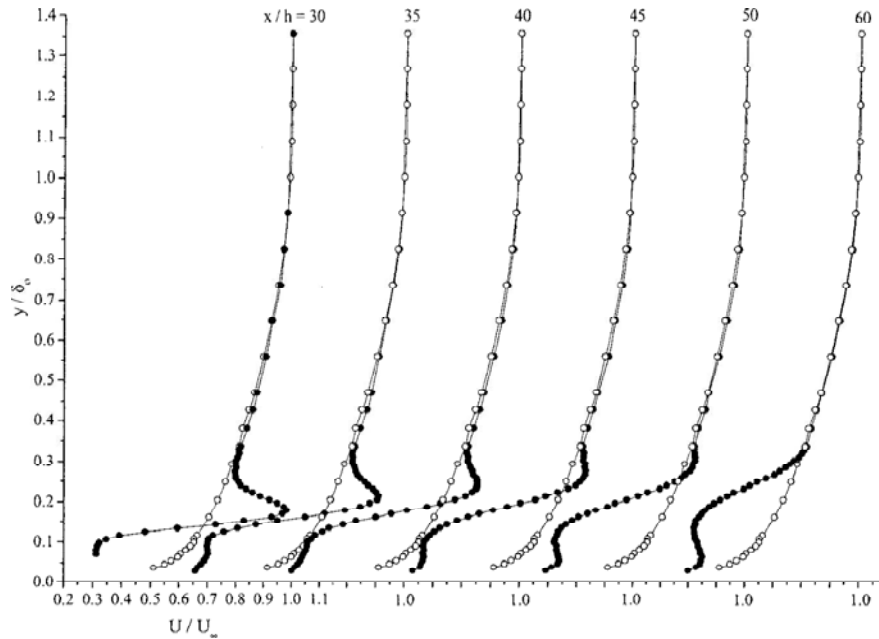
Les actionneurs piézo-électriques ont l'avantage d'avoir une bande passante pouvant aller de quelques Hz au kHz, et consommant assez peu d'énergie. Les actionneurs électrodynamiques sont quant à eux plus prisés pour les applications basse fréquence, et permettent d'expulser une quantité plus importante d'air puisque leur membrane permet un plus grand déplacement. Cependant ces actionneurs sont trop lourds (notamment à cause de l'aimant permanent), et qui dégagent de la chaleur (donc des pertes thermiques) à cause de la résistance des fils de la bobine.

Ces générateurs de jets synthétiques produisent des jets dont la vitesse peut être supérieure à 100 m/s. Suivant les technologies et l'alimentation électrique utilisée, les vitesses maximales développées peuvent être très différentes :

- Mane [11] avec un actionneur piézo-électrique obtient des vitesses de 10 m/s avec une excitation électrique sinusoïdale et de 60 m/s avec un signal triangulaire présentant un slew rate très faible. La fréquence d'excitation est assez faible (100 Hz maximum) pour un dispositif présentant un diamètre d'ouverture de 4mm et une cavité de plusieurs cm<sup>3</sup>.
- Lee [12] toujours avec un actionneur piézo-électrique mais de beaucoup plus petite taille (diamètre d'ouverture de 0.5 mm) obtient des vitesses de 8 m/s mais à des fréquences pouvant aller jusqu'à 4 KHz
- Smith [13] toujours avec un actionneur piézo-électrique obtient des vitesses de 17 m/s pour un actionneur de plus grande taille, donc déplaçant une plus grande quantité de fluide, pour des fréquences de 1.1 kHz.
- Pernod [14] obtient des vitesses de 100 m/s pour des actionneurs magnétoélectriques pour des fréquences de fonctionnement de quelques centaines de Hz.

Ces actionneurs permettent d'obtenir des vitesses de jet assez importantes aux faibles fréquences mais beaucoup plus faibles à haute fréquence. Pour avoir une vitesse de jet importante, il faut en général que la cavité présente un grand volume (pour contenir une quantité d'air importante) et donc une membrane assez grande. La fréquence de résonance dépendant entre autres des dimensions de la membrane, on ne peut pour un matériau piézo-électrique avoir une vitesse importante et des fréquences d'utilisation élevée. Ces actionneurs ont toutefois montré qu'il était possible de contrôler

des écoulements ayant des vitesses principales de quelques dizaines de mètres par seconde comme illustré sur la Figure I-7.



*Figure I-7 : contrôle d'écoulement par jet synthétique. En point plein sans actionneurs, en point non plein avec actionneur pour un Reynolds de  $1.8.10^3$  [15]*

Sur cette figure les vitesses normalisées par rapport à la vitesse de l'écoulement principale sont présentée en abscisse pour plusieurs positions le long l'écoulement, en ordonnée les positions verticales normalisées par rapport à la hauteur de la couche limite. Chaque jeu de courbes présente la vitesse verticale avec et sans écoulement. Le décollement de couche limite est annulé en présence d'actionneur, puisque les vitesses en trait plein ne sont jamais négatives aux abords de la paroi. Il est tout de même à noter que cette expérience est réalisée sur un plan et pour un Reynolds assez faible.

En revanche, pour contrôler des écoulements à fort Reynolds, ces jets synthétiques s'avèrent peu efficaces du fait de leur vitesse de jet relativement faible (pour des actionneurs de grande taille).

#### 1.3.4. Vent ionique et actionneurs plasmas

Les actionneurs mettant en jeu des plasmas font l'objet de nombreuses recherches depuis le début des années 2000 ; une revue très complète est présentée par Moreau [16]. Il existe trois familles d'actionneurs utilisant les technologies plasma : les actionneurs à décharge couronne, à décharge de surface à barrière diélectrique (SDBD) et les sparkjets. Les deux premiers actionneurs utilisent le vent ionique créé par un plasma, tandis que le plasma est utilisé comme une source de chaleur dans les sparkjets. Le dénominateur commun de ces actionneurs reste donc le plasma sur lequel nous proposons dans les rubriques suivantes quelques notions qui permettront d'appréhender les phénomènes de contrôle d'écoulement, parmi lesquelles le vent ionique mis à profit dans les actionneurs. Le sparkjet, particulièrement étudié au cours de cette thèse, fera l'objet d'un paragraphe indépendant.

a. Plasma et vent ionique :

Un plasma est un gaz ionisé, électriquement neutre, donc comprenant des électrons et des ions. Dans les actionneurs développés ci-dessous (parties c et d), les plasmas sont créés par une alimentation électrique, et par conséquent parcourus par des courants. Ces courants et tension mettent en mouvement les électrons et les ions présents dans le plasma. De manière globale, l'énergie électrique est transformée en énergie mécanique dans ces actionneurs. Cette transformation d'énergie électrique en énergie mécanique est utilisée dans le contrôle d'écoulement. Les particules soumises aux champs électriques présents dans le plasma produisent des collisions induisant un vent ionique. La méthode de contrôle utilisée par ces actionneurs est donc le soufflage. La présence de quelques espèces chargées sur la paroi induit une modification de surface. Cependant, les effets de cette modification de surface sont négligeables. C'est donc bien le vent ionique qui permet de contrôler les écoulements.

b. Vent ionique

Le phénomène de forces électrostatiques est observé depuis l'antiquité. Ces forces induisent un déplacement de charges appelé vent ionique. La première utilisation du vent ionique est le tourniquet électrique : il est constitué d'une tige métallique en S dont les extrémités sont pointues, suspendu en son centre par un conducteur. L'application d'un potentiel élevé aux pointes leur confère un mouvement rotatif. Le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre particules. La masse des ions étant plus élevée que celle des électrons, le transfert d'énergie est entièrement attribuable aux collisions entre les ions et les neutres, malgré une fréquence de collision électron- neutre beaucoup plus élevée que celle entre ions et neutres. Il existe plusieurs expressions de la vitesse, comme celle de Goldman [17] :

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot d \cdot j}{\mu \cdot m_g \cdot n_g}}$$

où  $d$  représente la distance inter électrodes,  $j$  la densité de courant,  $m_g$  la masse moléculaire,  $n_g$  la concentration volumique et  $\mu$  la mobilité ionique. La vitesse des particules est proportionnelle à la racine carrée du courant, ce qui a été vérifié expérimentalement dans plusieurs configurations, comme nous allons le voir pour les actionneurs utilisant la décharge couronne de surface.

c. Actionneur à décharge couronne surfacique

Les configurations des actionneurs en terme de taille mais également de géométrie sont très diverses. Les électrodes peuvent être toutes deux des plaques, ou encore un fil et une plaque [18], ou encore deux fils [19]. Afin d'obtenir des décharges couronnes, le rayon de courbure des électrodes doit être le plus faible possible. De plus, il est préférable qu'elles soient séparées par un matériau diélectrique afin d'éviter le passage à l'arc.



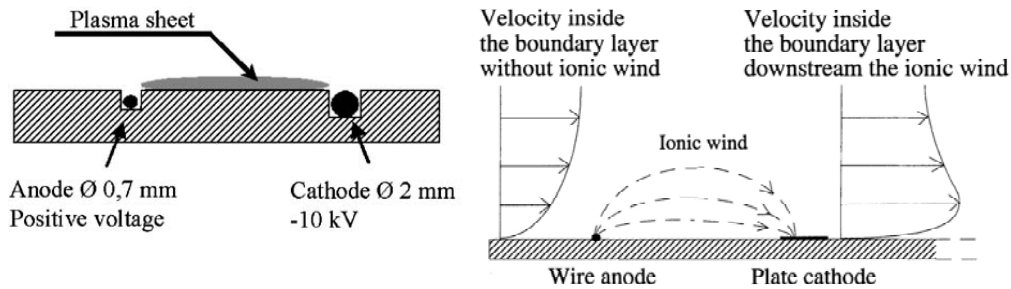


Figure I-8: Configuration d'actionneur à DBD surfacique : électrode fil fil [20]; fil plaque [18]

Les électrodes sont séparées de quelques centimètres et connectées à une alimentation haute tension pouvant monter à plusieurs dizaines de kilovolts. Le courant traversant le plasma est en général continu (de quelques 100  $\mu\text{A}$ ) et connaît des pics de courant dont l'amplitude peut s'élever à plusieurs mA [16]. Le courant dans ces décharges et la géométrie des électrodes influencent la vitesse du vent ionique obtenu, cette vitesse dépendant de la densité de courant. En général elle est de quelques mètres par seconde [18] mais peut excéder 25 m/s [19].

Les vitesses obtenues par ce type d'actionneurs sont très variables et dépendent principalement du courant, c'est pourquoi il est difficile d'obtenir des vitesses supérieures à 25 m/s sans risquer la transition à l'arc et donc la destruction du système.

Malgré des vitesses assez faibles, la quantité de mouvement déplacée est importante puisque les actionneurs à décharge couronne surfacique peuvent être de grande taille (longueur des fils de plusieurs dizaines de centimètres). Cette caractéristique rend possible le contrôle des écoulements [18], [19] pour des Reynolds allant jusqu'à 100 000.

L'inconvénient majeur de ces actionneurs est leur rendement qui se limite à quelques pourcents. En effet la majeure partie de l'énergie électrique servant à exciter les neutres pour générer le plasma, seule une faible partie de cette énergie est convertie en énergie cinétique [19].

#### d. Actionneur SDBD

La configuration des actionneurs à décharge à barrière diélectrique surfacique (SDBD) est relativement similaire à celle des décharges couronnes à la différence près que les électrodes sont séparées de part et d'autre par un diélectrique, comme on peut le voir sur la Figure I-9. Cette séparation permet d'éviter la transition à l'arc, mais nécessite d'alimenter le dispositif avec des courants alternatifs.

Lorsqu'une haute tension alternative est appliquée entre les électrodes, un plasma s'étend sur la surface du diélectrique et met en mouvement les ions présents dans ce milieu. Selon Roth [21], le déplacement des ions ne serait pas dû au vent électrique mais à une force qu'il nomme "paraélectrique". Des travaux plus récents effectués au laboratoire Laplace ont conféré une autre expression à la force [22], [23]. Cette modélisation donne des résultats en meilleur accord avec les relevés expérimentaux.

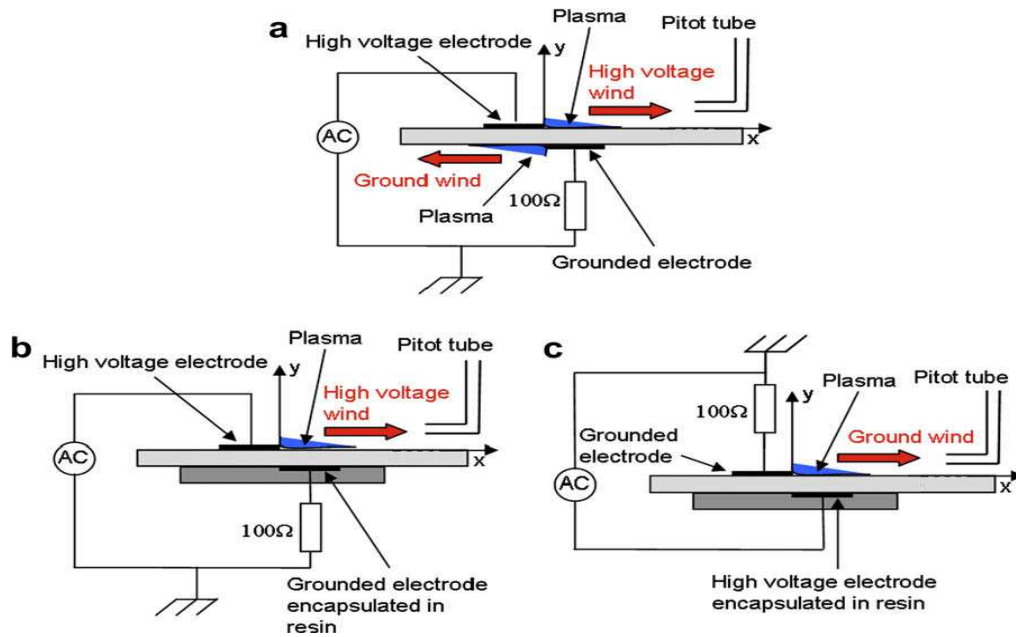


Figure I-9 : Différentes configurations de DBD [24]

La vitesse dépend directement de la tension appliquée mais ne dépasse pas quelques mètres par seconde [24–27], et ce, toujours avec un rendement inférieur à 1%. Cependant la longueur des actionneurs SDBD peut dépasser 1 m et ils peuvent être excités jusqu'à plusieurs dizaines de kHz, ce qui leur permet de produire une force ainsi qu'une quantité de mouvement importante. Les actionneurs SDBD sont ainsi capables de maîtriser des écoulements jusqu'à des Reynolds de 100 000 comme visualisé sur la Figure I-10.

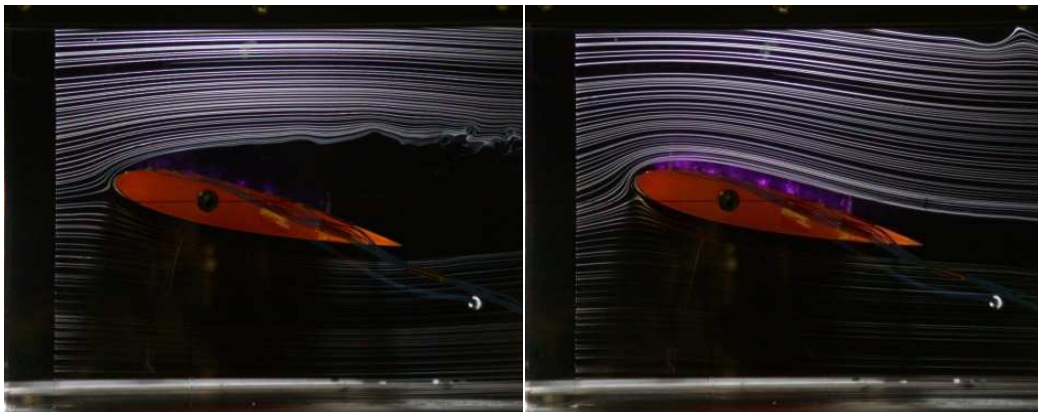


Figure I-10 : Contrôle d'écoulement par actionneur DBD

Très récemment la mise en série de plusieurs SDBD a permis d'améliorer ce type d'actionneur [28], comme illustré sur la Figure I-11. L'intérêt de cette structure est de pouvoir accélérer le fluide à plusieurs reprises. Cette disposition d'électrodes avait été proposée par Bénard auparavant [29]. Cette configuration nouvelle fera sans doute l'objet d'optimisation dans les années à venir permettant ainsi d'augmenter les possibilités de contrôle d'écoulement par DBD.

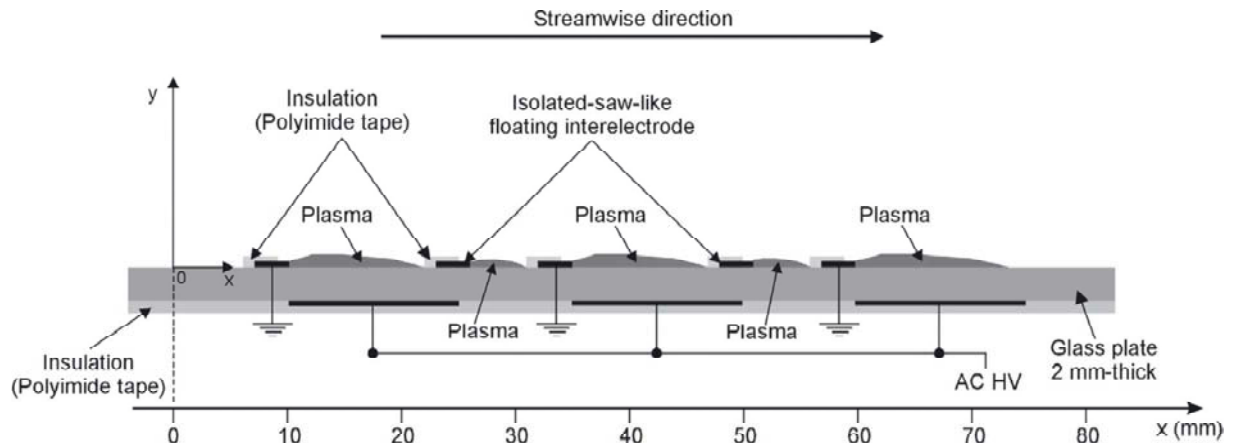


Figure I-11 : Actionneur DBD en "série" [28]

Une autre configuration d'actionneur, proposée par le laboratoire LEA de Poitier, correspond à un jet d'air produit à partir d'une DBD [30]. La configuration est astucieuse : la mise en vis-à-vis de deux DBD permet de produire un jet grâce à l'interaction des flux d'air générés par chacun des actionneurs comme l'illustre la Figure I-12.

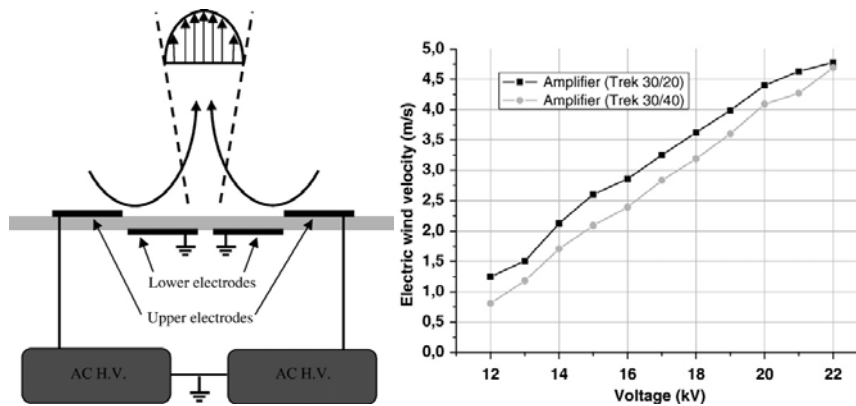


Figure I-12 : Micro jet DBD [30]

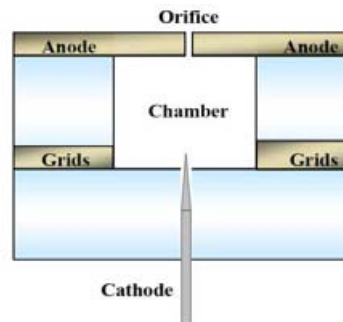
Les vitesses de jet obtenu avec ces actionneurs peuvent atteindre 5 m/s et dépendent de la tension appliquée.

Malgré l'existence d'une grande variété d'actionneurs DBD, ces actionneurs produisent des vitesses de jet assez faibles. Du fait de leur grande taille il déplace des quantités d'air importantes. Le principal défaut de ces actionneurs est leur rendement inférieur à 1 %.

Les actionneurs plasma utilisant le vent ionique pour le contrôle d'écoulement produisent des vitesses relativement faibles comparées à celles des autres actionneurs utilisant la méthode de soufflage. Ainsi l'utilisation de l'énergie mécanique du plasma ne semble pas optimale, ce qui nous amène à nous tourner à présent vers l'actionneur se servant de l'énergie thermique du plasma : le Sparkjet. L'existence de cet actionneur soulève la problématique suivante : l'utilisation thermique d'un plasma permet-elle de surpasser le problème des faibles vitesses de jet obtenues avec l'énergie mécanique ?

### 1.3.5. Sparkjet

Le sparkjet est un actionneur plasma étudié et breveté pour les premières fois en 2004[31]. Les premiers sparkjets, présentés sur la Figure I-13, ont été conçus à l'université John Hopkins. Contrairement aux autres actionneurs plasmas, ils n'utilisent pas le mouvement des particules mais la chaleur dégagée par les plasmas pour générer de l'énergie cinétique, ce qui implique une nature différente des plasmas dans ces deux types d'actionneurs.



*Figure I-13 : Actionneur de l'université John Hopkins*

Les sparkjets sont constitués d'une chambre (ou cavité) de petit volume (quelques dizaines de mm<sup>3</sup>) en céramique dans laquelle est insérée une électrode. Un capuchon en métal, servant à refermer cette chambre, tient lieu de deuxième électrode. Un trou de faible diamètre (inférieur à 1 mm) est percé dans le haut du capuchon, permettant à l'air de quitter la chambre à grande vitesse.

Le fonctionnement des sparkjets est cyclique et se décompose en trois étapes :

- Une impulsion haute tension est appliquée entre les deux électrodes, donnant naissance à une décharge électrique qui chauffe l'air présent dans la cavité. La brièveté de cette phase ne laisse pas à l'air le temps de s'échapper. Le volume d'air restant constant, l'augmentation de température induit, d'après la loi des gaz parfaits, une montée de la pression dans la cavité.
- L'augmentation de pression expulse l'air présent dans la cavité, créant ainsi un jet d'air. A la fin de cette étape, la pression dans la cavité est inférieure à celle de l'extérieur.
- La chambre étant dépressurisée, l'air extérieur peut s'engouffrer dans la cavité égalisant les pressions entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre. Une fois cette phase terminée, la pression dans la cavité est égale à la pression atmosphérique, embrayant sur un autre cycle et donc une nouvelle décharge.

Les Sparkjet utilisent les méthodes de soufflage et d'aspiration. Leur fonctionnement implique un débit massique nul [32]. Ce sont donc des générateurs de jets synthétiques. Ils ont la particularité par rapport aux autres technologies de jet synthétique de ne pas utiliser de partie mécanique (membrane piézo-électrique) mais un plasma. Pour les autres jets synthétiques, c'est le déplacement de la membrane qui impose la vitesse, ici c'est la surpression et donc la température du plasma.

D'une part la création du plasma dégage de la chaleur qui participe à l'évacuation de l'air mais pourrait aussi contribuer à chauffer l'actionneur. Ce phénomène risque d'augmenter la température de la surface d'écoulement, et donc la viscosité du gaz. Ces échauffements pourraient sensiblement avancer le

décollement de couche limite dans le cas d'une température dégagée par les actionneurs très importante. Ce potentiel effet néfaste pourrait cependant être largement compensé par des vitesses de jet importantes.

D'autre part, les premières études numériques réalisées sur les sparkjets [32], [33] ont montré que la vitesse maximale de jet pouvait être supérieure à 1000 m/s. Des mesures de vitesses par strioscopie ont été réalisées un peu plus tard [34], [35]. Elles sont normalisées par rapport au maximum, ce qui rend impossible l'estimation de la vitesse. ... Les premières publications comportant des mesures réelles datent de 2010 [36–38]. Les vitesses se révèlent alors plus faibles que celle prévues initialement, bien que pouvant monter jusqu'à 300 m/s. Les actionneurs utilisés par Narayanaswamy [37] et Shin [38], ont des distances inter électrodes de l'ordre du cm, et un orifice de 4 mm de diamètre. Les vitesses de jet obtenues par ces auteurs sont tout de même importantes mais les actionneurs sont dans un environnement dont la pression est de 0.3 bar. Cette pression reproduit les conditions d'un écoulement à MACH 3. La fréquence maximale d'utilisation de leurs actionneurs est de 5 kHz. Cette fréquence ne sera pas forcément la même sur des actionneurs plus petits utilisés à la pression atmosphérique, la vitesse de remplissage dépendant du différentiel de pression entre l'extérieur et l'intérieur de la cavité après évacuation de l'air.

Très peu d'essais de contrôle d'écoulement ayant été menés à ce jour, on peut noter toutefois des modélisations effectuées à l'université John Hopkins [35]. Ces modèles sont basés sur un jet développant des vitesses de 1000 m/s, il est donc difficile de conclure quant à la capacité de ces actionneurs à modifier les écoulements. Narayanaswamy [37], [39] a, pour sa part, montré que trois sparkjets pouvaient modifier la couche limite d'un écoulement à MACH 3. Bien que cette étude ne soit pas quantitative, des images obtenues par strioscopie dénotent bien d'une modification de l'écoulement.

Les vitesses de jets importantes obtenues grâce aux actionneurs de type Sparkjet leur confèrent un statut potentiellement intéressant dans la problématique de la réduction de l'écoulement.

## **1.4. Conclusion**

Contrôler un écoulement consiste à modifier un fluide en mouvement pour l'amener dans un état souhaité, visant en général à diminuer les turbulences ou le décollement de couche limite. En effet ceux-ci génèrent une augmentation des frottements, et des trainées, ce qui débouche sur une diminution de la portance des ailes d'avion. Le contrôle des écoulements permet donc de diminuer la consommation des avions, soit par l'optimisation de la surface sur laquelle s'écoule le fluide soit par l'emploi des actionneurs. En général ces deux techniques sont employées de pair : la surface de l'aile est dimensionnée pour le vol de croisière, les actionneurs sont utilisés dans les contextes de décollage ou d'atterrissage.

On distingue quatre manières d'agir sur un écoulement de manière active, c'est-à-dire avec un actionneur :

- L'aspiration
- Le chauffage ou le refroidissement
- La modification des surfaces par excitation périodique
- Le soufflage

Ces techniques visent toutes à injecter de l'énergie dans l'écoulement afin de changer le profil de la couche limite ou de forcer l'écoulement à passer dans un état turbulent plutôt que laminaire. En effet, il est plus facile d'empêcher le décollement de couche limite lorsque le fluide est dans un état turbulent.

Nous allons ici récapituler les différents avantages et inconvénients des actionneurs présentés ci-dessus, en mettant l'accent sur les vitesses de jet et fréquence de fonctionnement, puisque la quantité de mouvement dépend de ces deux paramètres.

| Actionneur                        | Vitesse produite                            | Fréquence                      | Commentaire   |
|-----------------------------------|---|--------------------------------|---|
| <b>Volet ou membrane vibrante</b> | Nulle                                       | De quelques Hz à plusieurs kHz | Possibilité d'asservissement                                  |
| <b>Jet pulsé</b>                  | 400 m/s                                     | Plusieurs kHz                  | Nécessité d'une source d'air extérieur                        |
| <b>Jet Synthétique</b>            | 100 m/s                                     | Plusieurs kHz                  | Utilisation du soufflage et de l'aspiration                   |
| <b>Décharge couronne</b>          | 25 m/s maximum mais plus généralement 10m/s | continue                       | Utilisation de haute tension, faible encombrement             |
| <b>SDBD</b>                       | 8 m/s                                       | 20 kHz max                     | Possibilité d'en associer plusieurs pour augmenter la vitesse |
| <b>Micro Jet DBD</b>              | 5 m/s                                       | Plusieurs kHz                  |   |
| <b>Sparkjet</b>                   | 300 m/s                                     | Quelques kHz                   | Dégagement de chaleur. Indépendant de sources extérieures     |

La plupart des actionneurs présentés ci-dessus ont des vitesses relativement faibles, à l'exception des jets pulsés et des sparkjets. Contrairement aux sparkjets, les jets pulsés demandent l'utilisation d'une source extérieure d'air donc une machinerie mécanique encombrante et fortement énergivore. Les Sparkjets semblent très prometteurs, puisqu'ils développent des vitesses potentiellement très importantes, et peuvent fonctionner à haute fréquence sans demander l'utilisation d'une source extérieure. En alliant ces avantages, l'énergie injectée dans la couche limite pourrait empêcher son décollement. Les sparkjets sont néanmoins de très petite taille, nécessitant l'association de plusieurs actionneurs dans un souci d'efficacité. Les études réalisées jusqu'à présent montrent que ces actionneurs ont de réelles potentialités. C'est pourquoi nous avons, dans le cadre de cette thèse, choisi d'étudier les Sparkjets dans un partenariat avec le département DMAE de l'ONERA de Toulouse, afin d'apprécier leurs performances. Ces actionneurs utilisent des plasmas pour produire des jets d'air. Le rôle central du plasma dans le fonctionnement d'un sparkjet implique de s'attarder sur leur description

avant de procéder à l'étude des caractéristiques de ces actionneurs. Dans notre cas, les plasmas sont produits à la pression atmosphérique, ce qui nous amène à focaliser notre étude aux plasmas créés à ces niveaux de pression.

## 2. Plasmas à la pression atmosphérique

La notion de plasma a été brièvement évoquée dans la partie précédente. Il est à présent impératif d'approfondir la compréhension des plasmas car ceux-ci régissent le fonctionnement de nombreux actionneurs destinés au contrôle d'écoulement dont le sparkjet. Après avoir présenté les mécanismes de formation des plasmas, nous nous intéresserons aux différents plasmas produits à la pression atmosphérique en mettant un accent particulier sur leur température.

### 2.1. Généralités sur les plasmas

Les plasmas font suite dans l'échelle des températures aux trois états traditionnels : solide, liquide, gaz. Le terme plasma désigne couramment des gaz ionisés macroscopiquement neutres, composés de molécules de gaz neutres, de fragments de molécules appelés radicaux, d'électrons libres, de cations et d'anions, et d'espèces excitées. Le retour de ces dernières dans leur état fondamental provoque l'émission d'un rayonnement électromagnétique, induisant la lueur caractéristique des plasmas.

Ils sont présents naturellement sur terre : les phénomènes météorologiques tels que les éclairs ou, de façon plus exotique, les aurores boréales correspondent à des émissions lumineuses de plasmas. A l'inverse du contexte terrestre, le plasma naturel est omniprésent à l'échelle cosmique. En effet, plus de 99.9 % de la matière connue se présente sous forme de gaz ionisés (étoiles, nébuleuses, pulsars, queues de comètes, milieu interstellaire...), ce qui explique que la physique des plasmas est un outil primordial dans l'étude des plasmas naturels, spatiaux et astrophysiques.

Afin de distinguer les différents types de plasma, introduisons le degré d'ionisation  $\delta$ :

$$\delta = \frac{n_e}{n_e + N}$$

avec  $n_e$  le nombre d'électrons par unité de volume et  $N$  le nombre de neutres par unité de volume. En fonction des degrés d'ionisation (ce degré peut varier de 100%, quand le milieu n'est plus constitué que d'ions et d'électrons, à quelques parties par millions), on peut différencier deux types de plasmas :

- les plasmas dits chauds (ou plasmas de fusion), fortement, voire totalement ionisés (étoiles, ITER...). Comme leur nom l'indique, leur température s'élève à plusieurs centaines de milliers de Kelvin, ce qui les rend inutilisables dans notre système.
- les plasmas dits froids, caractérisés par des degrés d'ionisation beaucoup plus faibles (inférieurs à  $10^{-2}$ ).

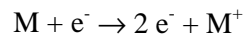
Les plasmas froids peuvent à leur tour être subdivisés en deux catégories : les plasmas thermiques dans lesquels toutes les espèces sont à l'équilibre thermodynamique (les espèces neutres, les ions et les

électrons sont à la même température : celle du gaz), et les plasmas hors équilibre thermodynamique dans lesquels la température des ions et des espèces neutres est inférieure à celle des électrons. Les plasmas hors équilibre sont en général moins chauds que les plasmas thermiques (d'au moins 5 000 K).

A cause des températures excessives des plasmas chauds, nous ne nous intéresserons par la suite qu'aux plasmas froids, et plus particulièrement à ceux pour lesquels la température du gaz est élevée. Nous nous proposons de commencer par leur initiation à la pression atmosphérique.

## 2.2. Mécanisme de création d'une décharge électrique

Cette partie s'intéresse au mécanisme de création d'un plasma à partir d'une source électrique. Lorsqu'une tension est appliquée entre deux électrodes, un champ électrique est généré. Un électron germe (provenant de rayons cosmiques ou par un phénomène de radioactivité naturelle) présent dans ce champ électrique est mis en mouvement. Il est alors accéléré, acquérant de l'énergie cinétique qui lui permet d'ioniser des atomes et des molécules par collisions, à condition que son énergie excède leur potentiel d'ionisation. Ainsi :



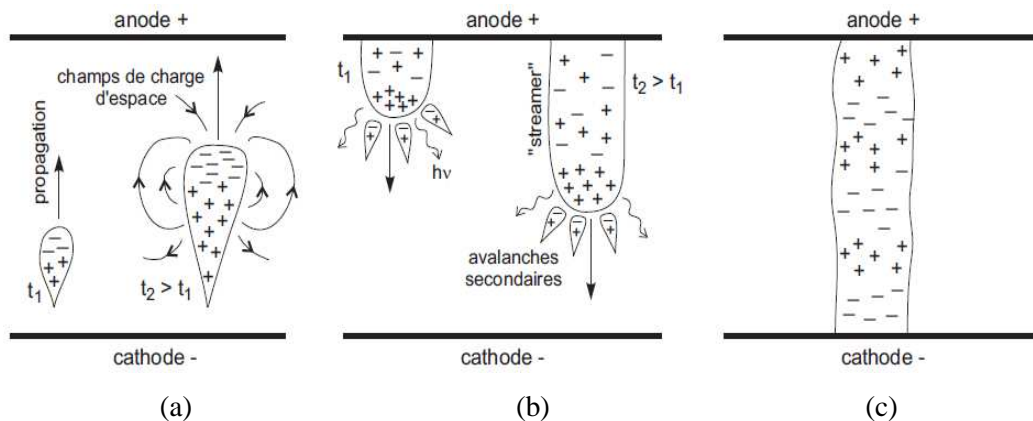
L'ionisation d'une espèce produit un électron supplémentaire. Les deux électrons sont ensuite accélérés et acquièrent une énergie suffisante pour ioniser de nouveaux atomes, chacun libérant un électron supplémentaire et ainsi de suite. Sur une distance  $d$ , il y aura  $e^{\alpha \cdot d}$  électrons produits. Le coefficient  $\alpha$  est appelé premier coefficient de Townsend, et représente la distance parcourue par un électron entre deux ionisations.  $n_0$  électrons initialement présents produisent  $n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}$  sur une distance  $d$  : ce mécanisme est souvent qualifié d'avalanche électronique. Cependant les électrons ne sont pas uniquement produits par collision : ils peuvent aussi être extraits de la cathode par l'impact d'ions ou bien par des processus radiatifs de désexcitation entraînant la photo-ionisation d'atomes proches. La photo-ionisation est définie comme étant l'ionisation d'une espèce à l'aide de l'énergie apportée par un rayonnement. Un rayonnement est produit par la désexcitation d'un atome ou d'une molécule qui doivent donc se trouver au préalable dans un niveau énergétique supérieur à leur niveau d'énergie fondamental. On définit alors le deuxième coefficient de Townsend  $\gamma$ , qui caractérise la probabilité d'émission d'électrons grâce à ces deux phénomènes (émission à la cathode et photo-ionisation). Ces électrons sont appelés électrons secondaires. De manière antithétique aux phénomènes d'ionisation, il existe des phénomènes de recombinaison diminuant le nombre d'électrons produits. Ainsi lorsqu'un électron n'est pas assez énergétique, il peut se recombiner avec un ion formant alors une espèce non chargée.

Le mécanisme d'avalanche électronique est à l'origine de la formation des décharges : le claquage de Townsend et le streamer.



### 2.2.1. *Streamer*

Après plusieurs ionisations successives, il existe une petite zone dans laquelle la densité électronique et ionique est supérieure au reste de l'espace inter électrodes. Dans cette zone, la différence de mobilité entre les ions et les électrons entraîne la formation d'un front d'électrons se propageant vers l'anode, suivi d'une « traînée » d'ions quasi-immobiles (Figure I-14 (a)). Cette ségrégation des espèces engendre un champ local de charge d'espace. Cette distorsion induit une augmentation du champ en tête et en queue de l'avalanche avec les électrons se situant en tête et les ions en queue d'avalanche. Les électrons étant plus mobiles, leur propagation vers l'anode est plus rapide que celle des ions positifs vers la cathode. A ce stade, une zone proche de l'anode est composée d'ions et d'électrons (c'est le canal de décharge), et une zone en tête de ce canal est chargée positivement (Figure I-14(b)).



**Figure I-14 : Développement d'un canal de décharge filamenteire avec : (a) formation du front d'électrons, (b) propagation du canal cathode, (c) formation du canal de décharge.**

Par ailleurs, un processus d'émission secondaire, attribué à la photo-ionisation dans le gaz, crée des électrons supplémentaires entre la charge d'espace positive de l'avalanche initiale située en tête du canal de décharge et la cathode. Ces électrons secondaires se dirigent très rapidement vers le nuage positif laissé par l'avalanche primaire et s'y raccordent (Figure I-14(b)). Ainsi le canal de décharge s'étend, mais sa tête reste positive. Le canal se propage très rapidement vers la cathode, dans le sens opposé au mouvement des électrons. La décharge est formée lorsque tête et queue de streamer ont atteint respectivement anode et cathode (Figure I-14 (c)).

Nous avons ici décrit le mécanisme d'amorçage le plus courant à la pression atmosphérique : le **streamer**. Les phénomènes de photo-ionisation y jouent un rôle essentiel. Le temps de création d'électrons secondaires est beaucoup plus rapide par photo-ionisation que par émission à la cathode. En effet la photo-ionisation est un processus quasi instantané car il est induit par l'émission de lumière. En revanche pour qu'un électron soit émis de la cathode par bombardement ionique, il faut que cet ion traverse tout l'espace inter électrodes. Dans le cas d'un claquage de type streamer le canal devient conducteur avant que les ions n'atteignent la cathode.

### 2.2.2. *Claquage de Townsend*

Dans un claquage de type Townsend, les avalanches électroniques créent des paires électron-ion par ionisation. Les ions, bombardant la cathode, peuvent extraire de celle-ci d'autres électrons qui eux-mêmes créent de nouvelles paires électron-ion. La densité de particules chargées étant faible, le champ dans l'espace inter-électrodes est constant. Dans ce mécanisme, il n'y a pas de formation de charge d'espace, l'espace inter électrodes est donc homogène.

Ce type de claquage se différencie du claquage de type streamer dans lequel l'importance de la multiplication électronique rapide par photo-ionisation dans l'espace inter-électrodes provoque la formation du plasma avant que les ions n'arrivent à la cathode. Dans le mécanisme de Townsend, l'émission secondaire des électrons à la cathode joue un rôle fondamental. Le temps requis pour que les ions traversent la distance inter électrodes pour générer un électron secondaire rend ce processus beaucoup plus lent que la photo-ionisation. Le délai causé par l'arrivée d'un ion vers la cathode et la génération d'électrons secondaires implique que le claquage de Townsend se produise sur des durées relativement longues. La densité d'espèces ou la distance inter-électrodes doivent donc être assez faibles pour que ce phénomène d'émission secondaire à la cathode prédomine sur la photo-ionisation.

Quel que soit le mécanisme d'amorçage, une fois la décharge amorcée, le milieu devenu ionisé présente une conductivité plus élevée. Pour initier cet amorçage, le champ électrique doit être suffisamment élevé pour communiquer assez d'énergie aux électrons. La tension provoquant la conduction d'un gaz doit donc dépasser une certaine valeur.

### 2.2.3. *Tension d'amorçage*

Les gaz étant en général de bons isolants électriques, comme décrit précédemment, l'application d'une forte tension entre deux électrodes permet de produire des électrons et des ions par collisions, et donc un courant. Pour amorcer la décharge, et donc le passage du courant, il est nécessaire d'atteindre une tension suffisante dite tension de claquage (ou disruptive), qui correspond au champ électrique minimal permettant d'ioniser le gaz. Elle est donnée par les courbes de Paschen.

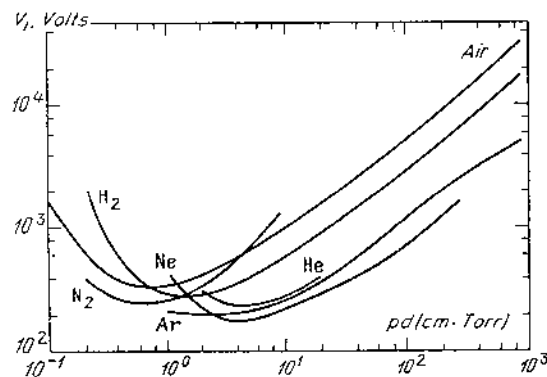


Figure I-15: Tension de claquage dans différents gaz [40]

La tension de claquage dépend du produit pression - distance inter-électrodes et présente un minimum. En se plaçant à un gap constant, cette courbe est interprétée de la manière suivante :

- A pression trop basse, le nombre de particules dans le milieu est trop faible pour avoir un nombre de collisions important. L'application d'une tension élevée est donc requise afin d'augmenter la vitesse des électrons dans le gaz et par conséquent le nombre de collisions avec les neutres.
- A pression trop haute (côté droit de la courbe), la concentration de particules étant importante, les électrons ne parcourent pas assez de trajet entre deux collisions pour avoir l'énergie nécessaire à l'ionisation des neutres. Pour accroître leur accélération, la tension appliquée au gaz doit être augmentée.

Ces deux phénomènes rentrent en concurrence dans une zone appelée minimum de Paschen, dans laquelle, à une pression donnée, le nombre de particules est suffisamment faible pour permettre aux électrons d'accélérer, mais suffisamment important pour favoriser le nombre de collisions.

C'est bien le nombre de particules, plus que la pression, qui permet une interprétation de la loi de Paschen : La tension disruptive pourrait dépendre du produit nombre de particules - distance inter électrodes, plutôt que du produit pression - distance inter-électrodes comme habituellement. Lorsque la distance inter électrodes est constante, seul le nombre de particules de gaz peut modifier la tension de claquage. Il est lié à plusieurs paramètres d'après la loi des gaz parfaits :

$$N = \frac{P}{T} \cdot \frac{V}{R} \quad \text{Équation I-1}$$

avec N la quantité de matière, V le volume, P la pression, T la température et R la constante des gaz parfaits. Le nombre de particules étant difficilement mesurable, il est préférable d'exprimer la loi de Paschen en fonction du rapport pression sur température et de la distance inter-électrodes. Cette légère différence n'entraîne pas de modification de la forme des courbes de Paschen, et qui laisse le raisonnement ci-dessus toujours valable.

L'accélération des électrons dépend non seulement de l'application de la tension aux électrodes, mais aussi de la géométrie de ces dernières. En effet le champ électrique local et donc l'accélération des électrons sont modifiés en fonction du rayon de courbure des électrodes. Moscicka montre dans un article de 1988 [41] que la tension qui déclenche l'émission d'électrons (dans cet article l'émission des électrons est confondue à un courant de  $10^{-6}$  A) ainsi que la tension de claquage sont modifiées en fonction du rayon de courbure des électrodes. Dans cet article la tension d'émission des électrons diffère de la tension de claquage. Ces travaux illustrent la difficulté à définir la tension de claquage : elle est en théorie définie par la tension électrique minimale rendant un isolant conducteur. Il est difficile de spécifier à partir de quel niveau de courant un isolant ou un gaz devient conducteur. Dans notre étude, nous considérerons que la tension de claquage correspond au niveau maximal de tension atteint par l'alimentation, puisqu'ensuite, la décharge est établie de manière certaine.

Des études plus anciennes, comme celles relatées dans le livre de Meek et Craggs [42], décrivent la variation de tension de claquage en fonction de la géométrie des électrodes et de leur polarité, comme nous pouvons le voir sur la Figure I-16.

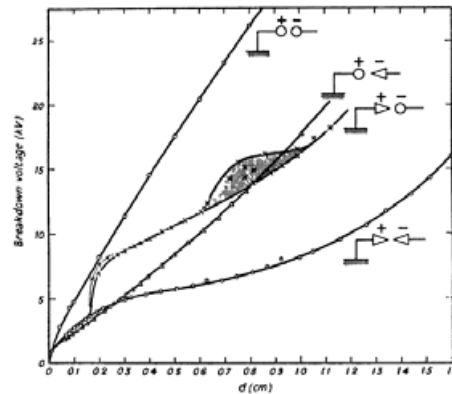


Figure I-16: Tension de claquage en fonction de la distance inter électrodes pour différentes natures d'électrodes.[42]

Le champ électrique est bien plus important localement avec des électrodes en pointe qu'avec des électrodes arrondies. La tension de claquage est donc plus faible pour le premier type d'électrodes que pour le second.

A la pression atmosphérique les plasmas sont le plus souvent produits par l'application d'une forte tension entre deux électrodes. Cette tension engendre un champ électrique permettant d'ioniser les espèces initialement présentes. Si le champ électrique est suffisamment important, l'ionisation dégénère en streamer, rend le canal conducteur, et débouche sur l'établissement d'un plasma. Suivant la source d'alimentation, la nature des électrodes ou encore la distance inter électrodes, les décharges ont des caractéristiques très différentes. Nous allons dans la prochaine partie présenter les différents types de plasma existant à la pression atmosphérique en mettant l'accent sur leur température.

### 2.3. Les différents types de plasmas à la pression atmosphérique

Nous allons dans cette partie détailler les plasmas existant à la pression atmosphérique en prenant appui sur la Figure I-17.

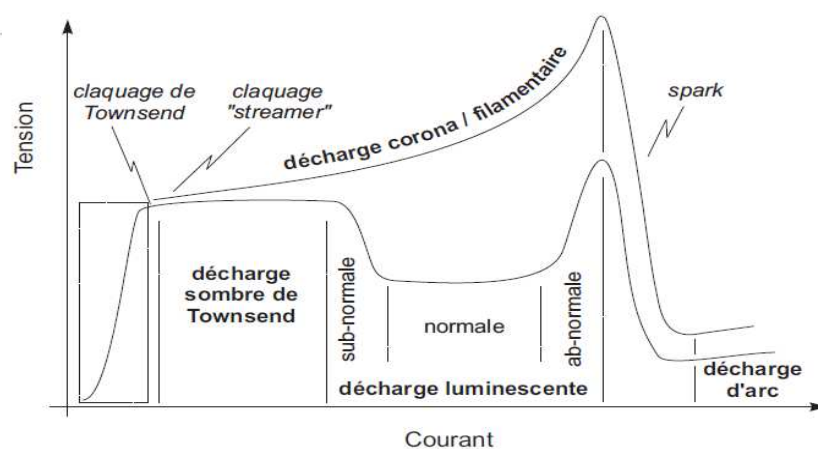


Figure I-17 : Mécanismes d'amorçage des plasmas

Ce graphique présente les différents mécanismes d'amorçage ainsi que les différents types de décharge engendrés. La nature de la décharge évolue principalement en fonction du courant appliqué. Nous allons détailler les propriétés des décharges présentées ci-dessus en commençant par celles induites par un claquage de Townsend puis celles induites par un claquage de type streamer. Dans les deux cas nous aborderons l'étendu de ces décharges par la valeur croissante du courant.

### 2.3.1. Décharge générée par le claquage de Townsend

#### a. Décharge de Townsend

La décharge ne s'établit que lorsque la tension de claquage est atteinte. Le premier régime de décharge est appelé régime de Townsend et produit un faible courant. Les ions étant moins mobiles que les électrons, en volume la densité de charges est majoritairement ionique. Néanmoins cette densité n'est pas suffisante pour déformer le champ électrique appliqué. Celui-ci est constant et égal à  $V/d$  ( $V$  étant la différence de potentiel entre les électrodes et  $d$  la distance inter électrodes). Cette tension reste constante [43] avec l'augmentation du courant dans la limite du régime de Townsend. Les températures de ces décharges sont en général proches de la température ambiante [44]. Avec l'augmentation du courant, la décharge de Townsend passe en régime luminescent.

#### b. Décharge luminescente

C'est le type de décharge habituellement rencontré à basse pression puisqu'on la retrouve dans les tubes à néon ou tubes fluorescents. La première lampe à décharge luminescente fut proposée par Grimm en 1967 [45]. Les décharges luminescentes, ou glow en anglo-saxon, ont pour propriété d'avoir un champ électrique non uniforme entre les deux électrodes, et donc une non uniformité de la décharge comme on peut le voir sur la Figure I-18.

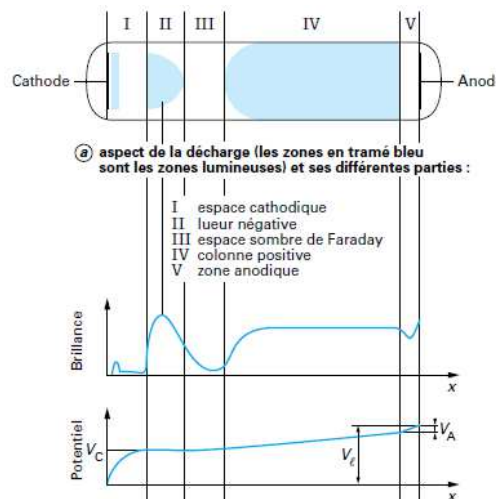


Figure I-18 : Structure d'une décharge Glow dans un tube [46]

La chute de potentiel se répartit principalement dans la zone (ou gaine) cathodique, le champ électrique y est plus intense et a pour effet d'accélérer les électrons vers l'anode. Ils acquièrent ainsi

suffisamment d'énergie pour créer des ions positifs par collisions. Ces ions sont à leur tour accélérés vers la cathode et leur impact sur cette électrode provoque une création de nouveaux électrons.

Dans la zone appelée lueur négative, les champs électriques sont plus faibles. Les électrons y perdent leur énergie en excitant et ionisant les neutres par collision. L'ionisation y est intense, et l'émission lumineuse provient de la désexcitation des particules excitées. L'ionisation est plus faible dans l'espace sombre de Faraday. La colonne positive où le champ est quasi-constant n'est pas nécessaire au maintien de la décharge. L'espace anodique sombre sépare la lueur anodique de la colonne positive. Le gradient de potentiel dans la lueur anodique pouvant être positif ou négatif, il s'ajuste pour que le courant d'électrons corresponde au courant de la décharge.

Il existe plusieurs régimes de décharge luminescente :

- Le régime subnormal qui est produit pour de faibles courants. C'est le premier régime pour lequel le champ de charge d'espace devient supérieur au champ appliqué. Lorsque le courant augmente à partir du régime de Townsend, le champ géométrique est progressivement modifié par la charge d'espace ionique (le champ augmente en valeur absolue côté cathodique, et diminue côté anodique). Ce régime a la particularité de suivre une pente négative de la caractéristique courant-tension car, la distorsion du champ par la charge d'espace a pour conséquence une diminution de la tension appliquée.
- Le régime normal. Après déformation complète du champ électrique appliqué par les charges d'espace, on assiste à l'émergence de la colonne positive, région quasi neutre de faible champ électrique, et de la gaine cathodique, région non neutre dans laquelle se redistribue tout le potentiel appliqué. Dans la gaine, le champ électrique élevé accélère les ions vers la cathode et les électrons vers la colonne positive. C'est grâce à cette nouvelle distribution du champ électrique dans l'espace inter électrodes que la décharge normale peut fonctionner à une tension assez faible pour des courants plus élevés. D'une part, dans ce régime le courant augmente alors que la tension qui dépend de la pression [47], [48] reste constante [47], [49], [50] et égale à quelques centaines de volt et varie avec. D'autre part, la densité de courant est constante pour ce régime, l'augmentation du courant total étant autorisée du fait de l'augmentation de surface de décharge sur la cathode (autrement dit la surface de la gaine).
- Le régime ab-normal. A la limite du régime normal, la gaine cathodique s'étend sur toute la surface de la cathode. De plus le courant ne peut augmenter que si la densité de courant augmente, ce qui ne peut être le cas, à partir du régime normal, que par une augmentation de tension.

Concernant le comportement thermique de ces décharges, Britun passe en revue dans l'introduction de son article [51] les températures des décharges luminescente en fonction de la pression et de la fréquence d'alimentation. De manière globale, la température varie peu en restant proche de 500 K.

Des décharges ayant un comportement similaire peuvent également être produites à pression atmosphérique dans les DBD ou entre deux électrodes très peu éloignées (quelques 100  $\mu\text{m}$ ).

### c. Décharge glow dans les décharges à barrière diélectrique

Du fait de leur géométrie particulière, il existe plusieurs types de décharge dans les DBD (Townsend [43], filamentaire [52], ...), qui dépendent très fortement du gaz, des diélectriques utilisés, mais surtout de l'alimentation électrique. Des travaux récents [52–55] ont montré la possibilité d'obtenir des décharges lumineuses pour des tensions et des fréquences relativement faibles. Avec l'augmentation de la tension d'alimentation ou de la fréquence, la décharge devient filamentaire comme illustré sur la Figure I-19.

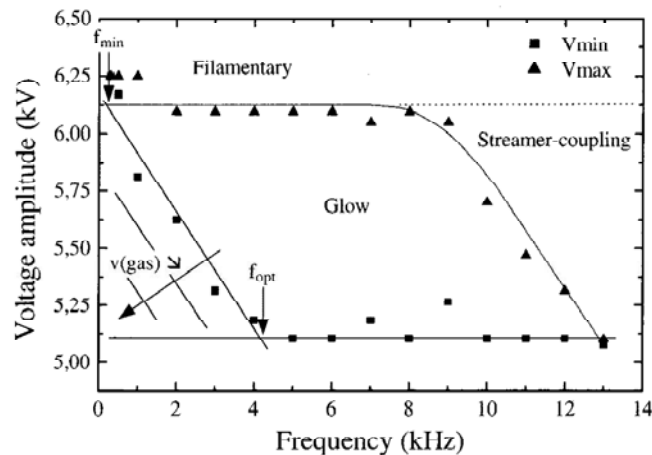


Figure I-19: Différents modes de décharge dans les DBD [52]

Dans ce type de configuration, la puissance doit impérativement être limitée dans le but d'obtenir une décharge lumineuse. Cette contrainte implique directement une restriction de la température du plasma ainsi que le rapporte Nozaki [55], [56]. Cet auteur montre qu'une décharge de type filamentaire permet un échauffement du gaz plus important qu'une décharge lumineuse. Les températures atteintes par ces deux décharges restent tout de même relativement faibles (430 K pour la filamentaire et 340 K pour la Glow).

### d. Décharge lumineuse dans les micro-plasmas

Les micro-plasmas se caractérisent par une faible distance inter électrodes (de l'ordre de quelques centaines de micromètres). La tension de claquage en ressort fortement diminuée, et le produit pression distance inter électrodes est proche de celui rencontrée dans des réacteurs plasma basse pression. Ces deux propriétés permettent d'obtenir des décharges uniformes à la pression atmosphérique et donc plus particulièrement des décharges lumineuses. En fonction du courant délivré par l'alimentation, les décharges lumineuses dans ce type de configuration [57–59] transitent d'un régime à l'autre : subnormal, normal et ab-normal. Beaucoup de travaux portent sur le régime normal, notamment ceux de Staack [58–61] qui montre que la tension lors de la décharge est constante

et dépend principalement de la distance électrodes, et que les courants de décharge sont relativement faibles (quelques 10 mA).

Ces plasmas sont relativement chauds. Leur température, comprise entre 1000 et 2500 K [59], [61], [62], varie fortement en fonction de la nature du gaz [59], du courant présent dans la décharge et de la distance inter électrodes [61]. Lorsque cette dernière est inférieure à 100  $\mu\text{m}$ , le courant de décharge ne peut pas excéder 5 mA sans risquer une déstabilisation de la décharge et un passage en régime d'arc. Dans cette configuration, la température du plasma varie fortement (500 et 1300 K) avec le courant de décharge. Avec l'augmentation de la distance inter électrodes, si le courant varie dans des proportions plus fortes, la température a tendance à augmenter moins rapidement (1300 à 2000 K) avec le courant (5 mA à 35 mA). Dans l'expérience précédente de Staack [61], l'auteur n'utilise pas de flux de gaz entre les électrodes, alors qu'Akichev [62] a remarqué qu'un flux de gaz entre les électrodes avait tendance à diminuer la température du plasma. Cette technique est souvent utilisée pour empêcher la transition à l'arc [63], car elle permet de diminuer le temps de résidence du gaz, en évitant ainsi les instabilités thermiques causées par deux phénomènes [64] :

- La contraction et la thermalisation de la décharge résultant du chauffage des neutres
- L'émission d'électrons de la cathode par effet thermo-ionique

Afin d'éviter la transition à l'arc, le temps de résidence du gaz doit être plus faible que le temps de chauffage, une autre solution peut être de refroidir la cathode par un liquide. [65].

La difficulté à obtenir des décharges de type glow à la pression atmosphérique pour des distances inter électrodes de l'ordre du mm est attribuable au fait que le courant augmente avec la distance inter électrodes en créant davantage d'échauffement. Gambling parvient toutefois à obtenir une décharge glow pour une distance inter électrodes de 1,2 mm [66], la transition avec l'arc électrique étant dans ses expériences à 0.5A. Nous appellerons ces décharges Glow à fort courant.

L'augmentation de courant, en échauffant l'électrode, force la transition à l'arc. La différence essentielle entre l'arc électrique et la décharge luminescente se situe au niveau de l'émission cathodique : lorsque l'émission de courant devient intense, la température s'élève localement dans la gaine cathodique. La transition vers l'arc est ainsi conditionnée par des phénomènes thermiques à la cathode. Nous allons donc maintenant aborder les caractéristiques thermiques et électriques des arcs électriques.

#### e. Arc électrique

L'arc électrique est défini de manière très générale comme une décharge à fort courant [67].

Lors de la formation de la décharge, celle-ci dégénère rapidement en arc si la source d'alimentation ne limite pas le courant. Parallèlement nous assistons à une chute de la tension. L'arc s'éteint lorsque la quantité de charge transférée par les électrodes est insuffisante, et que les processus de recombinaison deviennent dominants ou lorsque la puissance dissipée est trop faible puisque la cathode se refroidit, diminuant ainsi l'émission thermoélectronique. Il existe plusieurs manières d'amorcer un arc électrique



par surtension ou par rupture de contact. La première est gouvernée par la loi de Paschen tandis que la seconde provient de la séparation des deux électrodes, qui mène à un phénomène de pont fondu. Au moment de la séparation des électrodes, le courant passe d'une électrode à l'autre par une surface de faible dimension. La section de passage du courant étant, lors de la séparation, très faible, la puissance dissipée au niveau de cette surface est considérable, ce qui conduit à une augmentation locale de la température. Le point d'ébullition du métal étant alors atteint, il se forme un pont fondu métallique entre les deux contacts. L'allongement du pont conduit à sa rupture. Dans les deux cas, une fois l'arc amorcé, si l'alimentation ne limite pas le courant, l'arc peut se maintenir en entraînant une érosion des électrodes.

Le courant dans un arc électrique est, à la pression atmosphérique, très important (plusieurs Ampères), ce qui explique des températures relativement importantes (supérieures à 5000 K). Ces températures amènent à considérer les décharges d'arc comme étant à l'équilibre thermodynamique local : toutes les espèces ont la même température (ions, électrons). La température des arcs électriques peut atteindre 50 000 K dans certains cas, mais est en général plus proche de 20 000 K.

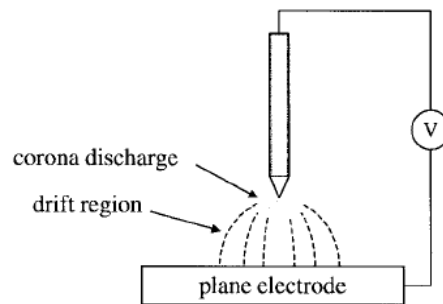
D'un point de vue électrique les arcs se comportent comme une impédance généralement résistive très faible de l'ordre de quelques  $\Omega$ . Le courant étant très important, la tension de l'arc est très faible (de l'ordre de quelques dizaines de Volts). L'extinction de l'arc se produit lorsque son courant s'annule et que la rigidité diélectrique de l'espace inter électrodes est atteinte. En effet si cette dernière condition n'est pas établie, l'arc peut se réamorcer, notamment dans le cas où il est alimenté par une source sinusoïdale. Dans le cas où l'arc est alimenté par une source continue, l'annulation du courant dans l'arc peut s'effectuer par deux techniques : court-circuiter les électrodes par le biais d'un interrupteur (contacteur ou thyristor) ou allonger la colonne d'arc en écartant mécaniquement les électrodes. La récupération de la rigidité diélectrique s'avère plus problématique car elle nécessite une recombinaison de toutes les espèces, ce qui revient à abaisser la température du milieu jusqu'à la température ambiante. Il faut donc refroidir le milieu, par exemple en utilisant un gaz ayant une forte conductivité thermique.

Les applications des arcs électriques sont fortement liées à la forte température développée en son milieu : fours à arc, soudage, dépôt par jet plasma. La difficulté à récupérer la rigidité diélectrique est un défi majeur, beaucoup de recherche sont menées dans ce domaine et touchent par exemple des applications liées au disjoncteur.

### 2.3.2. Décharge amorcée par un streamer

#### a. Décharge couronne

Les décharges couronne sont produites lorsqu'une des deux électrodes est de très petite taille (typiquement une pointe ou un fil de petit diamètre). La dissymétrie entre les électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter électrodes.



*Figure I-20: Configuration d'une décharge couronne plate pointe*

Dans une configuration plan-pointe, le champ électrique intense au voisinage de la pointe permet l'ionisation du gaz. Au-delà de cette zone d'ionisation, le champ est beaucoup plus faible, les particules ionisées dérivent, et sont collectées par l'électrode plane. La zone proche de la pointe étant plus ionisée, le plasma apparaît uniquement à cet endroit et forme un anneau bleuté autour de la pointe ce qui explique le nom de décharge couronne. Suivant la polarité des électrodes les mécanismes physico-chimiques sont très différents : on parle de décharge couronne positive ou négative. Dans le premier cas, la pointe est portée à un haut potentiel positif et la plaque à la masse, ce qui provoque une accélération des électrons vers la pointe et une production d'ions positifs par avalanche électronique. Ces ions positifs sont repoussés de la pointe par une force électrostatique, et se retrouvent éloignés de l'anode dans une zone où le champ est moins intense.

Dans le cas de la décharge couronne négative, la pointe est portée à un potentiel négatif, les électrons libres et ceux créés lors de l'avalanche électronique sont repoussés vers la plaque (au potentiel positif), et se recombinent avec des neutres pour créer des ions négatifs. Simultanément, les ions négatifs créés par avalanche électronique sont attirés par la pointe où la zone de champ est intense. Ils forment alors une zone de charge d'espace négative aux alentours de la pointe.

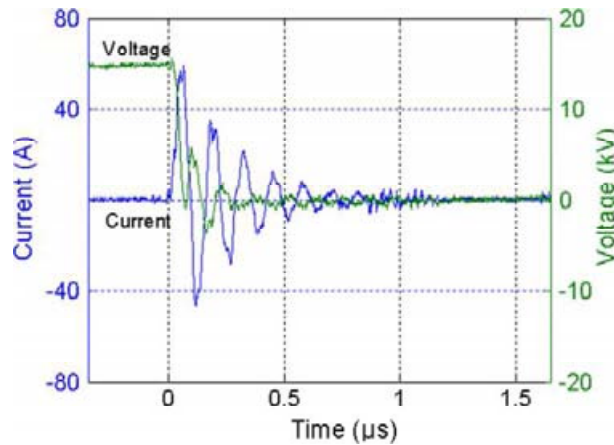
La décharge peut être alimentée en alternatif. Dans ce cas les processus sont identiques à ceux décrits pour une excitation continue, dans la mesure où l'intervalle de temps entre les inversions de polarité est suffisamment long pour évacuer les charges créées lors de l'alternance précédente. Il y a donc une fréquence maximale de fonctionnement qui dépend du champ local maximal et de la distance inter électrodes. Au-delà de cette fréquence, la charge d'espace oscille entre les deux électrodes et grossit à chaque période jusqu'au passage à l'arc.

Les courants dans les décharges couronnes sont relativement faibles [68] (de quelques  $\mu\text{A}$  à quelque mA maximum [69]), et se décomposent en une composante continue et des impulsions de courant plus importantes dus à des phénomènes tels que les impulsions de Trichel [70]. Ces impulsions de courant sont provoquées par des déstabilisations locales de charge d'espace et leur fréquence augmente avec la valeur de la tension appliquée. Les courants et l'énergie (quelques  $\mu\text{J}$ ) distribués dans ces décharges étant faibles, les températures de ces décharges sont assez proches de l'ambiante mais peuvent monter jusqu'à  $50^\circ\text{C}$  [71].

### b. Décharge de type spark

Dans la littérature, on note une confusion entre les décharges de type spark et les arcs électriques. Il est vrai que les propriétés de ce type de décharge sont assez proches (fort courant, forte température), cependant nous faisons la différence en appelant spark des décharges courtes (quelques microsecondes à quelques millisecondes) et dont la température est supérieure à 5000 K. Les sparks sont des arcs pulsés.

Les sparks sont souvent générés par une décharge de condensateur dans l'air. Le courant ne doit pas être limité ou l'être au minimum afin de transmettre un maximum d'énergie à la décharge, et permet d'atteindre l'équilibre thermodynamique local. La température dans ce type de décharge est en général supérieure à 5000 K et dépend du courant maximal atteint dans la décharge. Le courant maximal dépend de la valeur du condensateur qui génère cette décharge [72], et s'amortit avec la tension comme on peut le voir sur la Figure I-21.



*Figure I-21: Evolutions caractéristiques du courant et de la tension dans des décharges spark [73]*

De manière similaire à l'arc électrique, l'impédance de cette décharge est très faible du fait d'un courant très élevé, et la tension durant la décharge est relativement faible. Elle est couramment modélisée par une résistance en série avec une inductance [74–76], cependant l'inductance n'est que de quelques nano-Henry [76], ce qui est négligeable par rapport à l'inductance du fil reliant le condensateur à la décharge : pour cette raison, elle peut être modélisée par une simple résistance [72], [77–80] de valeur, qui relativement faible (de l'ordre de quelques ohm) décroît très rapidement au début de la décharges, du fait de la chute de la rigidité diélectrique du milieu, et qui reste quasi constante pendant la durée de la décharge. Les sparks produits de cette manière ont en général une température assez proche de 10 000 K.

D'autres techniques existent pour générer ce type de décharge, telles que les alimentations nano pulse [81], [82], ou encore les décharges créées par laser [83–86]. Les décharges créées par une alimentation nano pulse ont une température dépendante de la largeur du pulse et donc de l'énergie dissipée dans la décharge (en général inférieure à 1 mJ). Elle avoisine 4000 K [82]. Il en est de même pour les décharges créées par des lasers, mais les températures peuvent atteindre 20 000 K.

## 2.4. Conclusion

L'amorçage d'une décharge électrique s'opère selon deux modes : le claquage de Townsend et le streamer. La principale différence entre les deux provient de la nature de l'émission secondaire : photo-ionisation pour le streamer et émission d'électrons à la cathode pour le processus de Townsend. Ces deux mécanismes permettent d'obtenir plusieurs types de plasmas à la pression atmosphérique dont les caractéristiques thermiques et électriques très éloignées sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :

| Type de Plasma               | Caractéristiques électriques  | Température de la décharge                   | Commentaires  |
|------------------------------|---|--|---|
| <b>Couronne</b>              | <ul style="list-style-type: none"> <li>Faible courant</li> <li>Champ électrique local important</li> </ul>  | Proche de la température ambiante            | Limitation du courant obligatoire   |
| <b>Glow à DBD</b>            | <ul style="list-style-type: none"> <li>Fonctionnement en alternatif</li> <li>Courant assez faible</li> </ul>  | $T \approx 100\text{ }^{\circ}\text{C}$      | Utilisation de diélectrique sur l'électrode   |
| <b>Glow à "fort courant"</b> | <ul style="list-style-type: none"> <li>Tension constante lors de la décharge</li> <li><math>I &gt; 0.1\text{ A}</math></li> </ul>                             | $1000\text{ K} < T < 2500\text{ K}$          | Peut facilement dégénérer en arc électrique, nécessite une faible distance inter électrodes |
| <b>Arc</b>                   | <ul style="list-style-type: none"> <li>Tension constante</li> <li>Courant très important (<math>&gt; 10\text{ A}</math>)</li> <li>Impédance faible</li> </ul> | $T > 15000\text{ K}$                         | Difficulté d'extinction, et donc de fonctionnement répétitif                                |
| <b>Spark</b>                 | <ul style="list-style-type: none"> <li>Courant et tension alternatif durant la décharge</li> <li>Courant important</li> <li>Impédance faible</li> </ul>       | $5000\text{ K} < T < 15\text{ }000\text{ K}$ | Décharge Pulsée   |

Les seules décharges à haute température sont donc les Glow à "fort courant", les arcs et les décharges Spark, les autres décharges conduisent à des températures proches de l'ambiante. Quelle que soit la décharge produite, elle nécessite à pression atmosphérique d'élever la tension au-dessus du minimum de Paschen. Si la distance inter électrodes est de quelques millimètres, cette tension est supérieure à plusieurs kilos Volt, ce qui implique l'utilisation d'une alimentation électrique haute tension pour arriver à produire des plasmas à la pression atmosphérique.

## 3. Alimentations électriques haute tension

L'alimentation électrique a une forte influence sur la décharge générée et donc sur le procédé final. Bien qu'il existe plusieurs types d'alimentation pour un même procédé, leur rôle est rarement décrit, et il s'avère difficile de faire une comparaison *a posteriori* du fait de la variabilité des conditions expérimentales des procédés (distance inter électrodes, géométrie, gaz utilisé ...). On peut toutefois s'appuyer sur quelques études menées sur les ozoneurs [87–89] ou encore sur les lampes à décharge [90–92]. Mildren montre que l'efficacité lumineuse d'une lampe entre 180 et 200 nm est plus

importante avec une source pulsée qu'avec une alimentation sinusoïdale [90], [91]; Williamson obtient les mêmes résultats sur la production d'ozone [87]. Ordiz expose que le courant influence fortement l'efficacité de production d'ozone sur un convertisseur de type Buck [88], et Koudriavtsev que le taux d'ozone dépend fortement de la puissance injectée dans un convertisseur à résonance [89]. De la même manière, l'alimentation pulsée semble également favoriser la catalyse du  $\text{CH}_4$  et du  $\text{CO}_2$  [93]. Concernant les applications de contrôle d'écoulement, des études ont été menées sur les DBD surfaciques. La forme d'onde [25] ainsi que le slew-rate [26] modifient le vent ionique généré par ces actionneurs. La modulation de fréquence permet aussi de changer les performances des DBD surfaciques [94]. Nous avons énuméré dans cette introduction un grand nombre de structures d'alimentation haute tension. Nous allons nous intéresser à certaines, bien que de manière non exhaustive, en préférant nous concentrer sur la manière dont est générée la haute tension.

La manière la plus simple est d'utiliser une source haute tension alternative ou continue. La première solution est couramment utilisée pour alimenter les DBD et est en général composée d'un GBF dont on amplifie la puissance via un amplificateur audio. La tension est ensuite élevée via un transformateur haute tension [43]. Le dispositif amplificateur audio/transformateur peut être remplacé par un amplificateur TREK qui accroît la tension ainsi que la puissance créée par le GBF [26]. Les diélectriques permettent de limiter le courant passant dans ce type de décharge, et donc d'allumer et d'éteindre la décharge à chaque période. Lorsqu'on retire ces diélectriques, le courant n'est plus limité, la décharge dégénère en arcs et il devient difficile de contrôler l'extinction. En effet, lors du passage par zéro du courant, le gaz n'ayant pas le temps de retrouver sa rigidité diélectrique la tension augmente et rallume la décharge [95]. L'utilisation d'une source haute tension ne permet pas de contrôler la décharge, puisqu'une fois allumée il est impossible de l'éteindre et elle dégénère en arc. Or d'une part le contrôle de la décharge, c'est-à-dire son allumage et extinction, est nécessaire si on souhaite générer des décharges à une fréquence donnée comme c'est le cas pour la plupart des actionneurs plasma. D'autre part, dans les actionneurs plasma le passage à l'arc est indésirable car comportant un risque de destruction de l'actionneur.

Ces conditions imposent soit d'utiliser une source haute tension dont on contrôle l'instant d'ouverture soit un composant stockant une quantité d'énergie donnée. Une fois cette quantité d'énergie dissipée dans la décharge, la décharge ne peut plus être entretenue, et est par conséquent éteinte. A l'heure actuelle, seuls deux composants électriques permettent de stocker de l'énergie :

- L'inductance,
- Le condensateur.

Nous allons dans cette partie détailler les trois manières de produire une haute tension pouvant générer une décharge, en donnant quelques exemples de réalisation.

### 3.1. Source haute tension contrôlée

Ce type d'alimentation implique en général l'utilisation d'une source haute tension continue et d'un interrupteur permettant de transférer l'énergie à la décharge durant un temps relativement court.

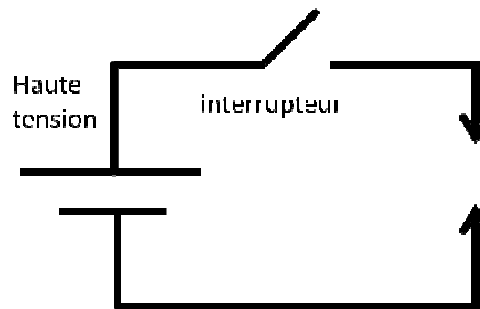


Figure I-22 : Schéma de principe : source haute tension associée à un interrupteur

L'interrupteur utilisé doit être dimensionné pour les hautes tensions et les forts courants. Il permet de contrôler la fréquence et la durée de décharges, ce qui rend son rôle essentiel. Les caractéristiques de cet interrupteur rendent cette solution onéreuse. Dans le but de limiter le courant, et éviter le passage à l'arc électrique, le temps de fermeture de ces interrupteurs doit être extrêmement court (inférieur à la microseconde). Des solutions existent comme les alimentations nano-pulses qui produisent un "pulse" rectangulaire haute tension et de courte durée. Une tension constante est maintenue durant toute la durée du pulse (de quelques ns à plusieurs 100 ns). Dans ce type d'alimentation, la tension appliquée doit être supérieure à la tension de claquage afin d'accélérer le processus d'ionisation et donc l'établissement de la décharge. La fréquence de répétition des décharges et la tension appliquée changent les propriétés de la décharge, ce qui permet de passer d'une décharge couronne à une décharge glow et enfin à une décharge spark suivant la durée du pulse [81], [82], [96] comme illustré sur la Figure I-23.

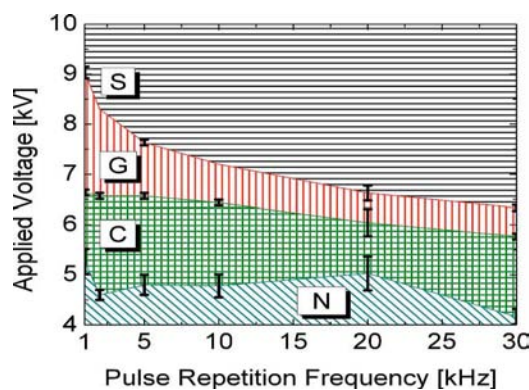


Figure I-23: Différents régimes de décharge créés par une alimentation nano pulse : C: couronne, G : Glow, S : Spark, N : pas de décharge [81]

Ces alimentations peuvent créer des décharges avec des températures jusqu'à 5000 K [82], qui dépendent fortement de l'énergie dissipée dans la décharge. Les alimentations nano-pulse sont encombrantes et extrêmement coûteuses. En effet l'impédance du plasma étant rarement constante (on passe d'une impédance quasiment infinie avant la décharge, à une impédance beaucoup plus faible et

souvent variable pendant la décharge), il est très difficile de maintenir une tension constante durant la création du plasma.

Pour ces raisons il est préférable d'envisager des solutions utilisant le stockage d'énergie.

### 3.2. Source haute tension utilisant le stockage capacitif

En chargeant un condensateur, il est possible d'obtenir une haute tension à ces bornes : La décharge est alors amorcée lorsque la tension aux bornes du condensateur atteint le minimum de Paschen et s'éteint quand il n'y a plus d'énergie dans le condensateur. Le condensateur peut alors se recharger et le cycle peut recommencer.

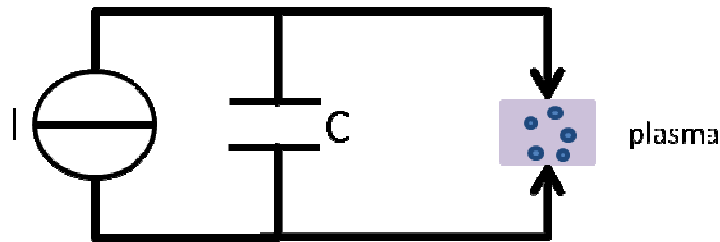


Figure I-24 : Alimentation haute tension utilisant un condensateur

Le condensateur ne peut se charger que si l'alimentation est contrôlée en courant. On peut par exemple insérer une résistance dans le cas où l'alimentation se comporterait comme une source de tension.

Tel qu'invoqué et schématisée en Figure I-24, ce principe nécessite l'emploi d'une source haute tension. Il existe des solutions plus astucieuses pour charger un condensateur à partir d'une source basse tension :

- Générateurs de MARX
- Utilisation de transformateur

#### 3.2.1. Générateurs de MARX

Les générateurs de MARX dont la structure est présentée sur la Figure I-25 ont la particularité de fournir une tension de sortie supérieure à celle d'entrée sans utiliser de transformateur. Dans un premier temps les condensateurs se chargent par l'intermédiaire d'une source continue via des résistances (schéma du haut). Les cellules RC sont reliées par des éclateurs (Boules écartées sur le Schéma). Lorsque la tension aux bornes d'un éclateur dépasse la tension de rupture de l'air, une décharge se produit entre les deux électrodes de l'éclateur, ce qui provoque la mise en série des capacités (schéma du bas). La mise en série des condensateurs multiplie la tension aux bornes de la décharge par le nombre de cellule RC. La décharge obtenue, de type spark, s'éteint quand l'énergie contenue dans les condensateurs s'annule. On peut ainsi obtenir en sortie des tensions  $N$  ( $N$  : nombre de capacités) fois supérieures à la tension d'entrée (aux pertes près dans les résistances). Le problème dans cette structure est que la tension seuil est déterminée par l'écartement des électrodes des éclateurs et que les générateurs de MARX sont prévus pour faire du "mono-coup" (pas de contrôle de la fréquence).

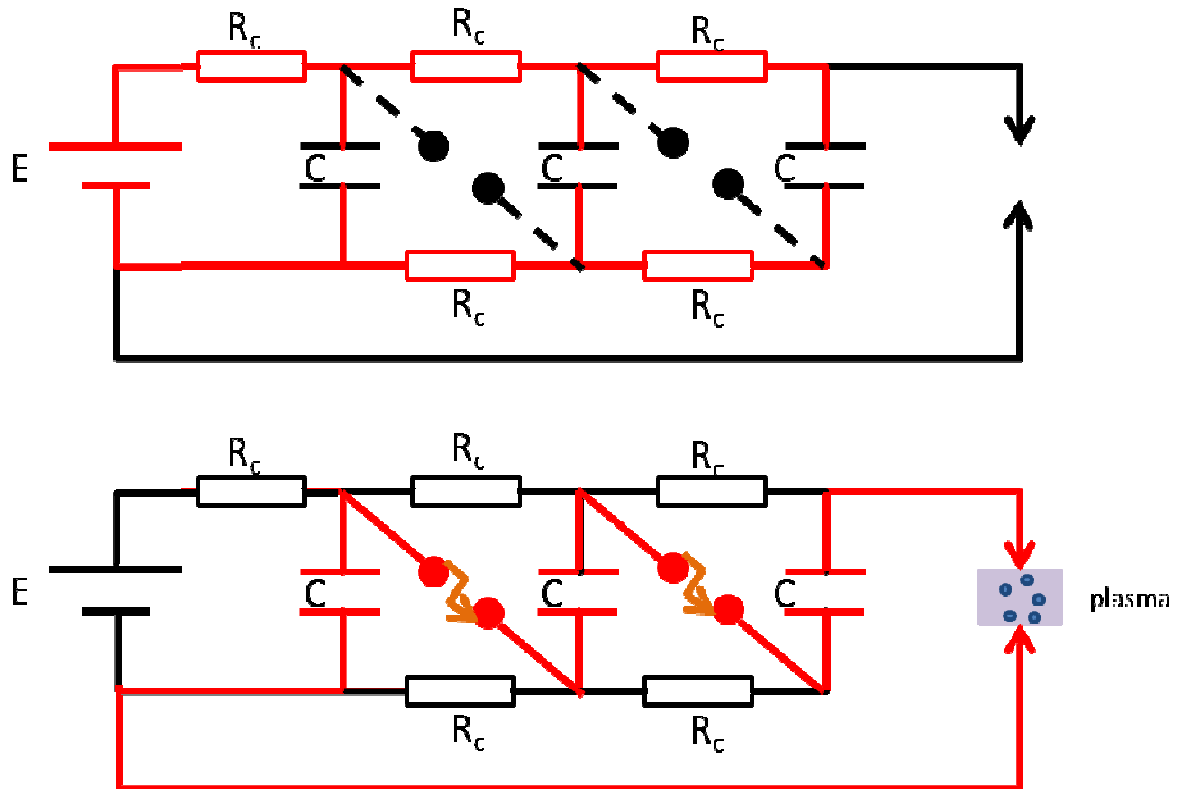


Figure I-25: Générateurs de MARX : En haut charge des condensateurs, en bas décharge des condensateurs

### 3.2.2. Alimentation à découpage utilisant un transformateur

Dans ce type d'alimentation, le transformateur sert à augmenter la tension d'une source basse tension continue avant de charger un condensateur. La source de tension étant continue, elle ne doit pas magnétiser le transformateur en permanence afin d'éviter sa saturation magnétique. Ce problème est contourné à l'aide d'un interrupteur inséré entre la source haute tension et le transformateur qui permet de garder le contrôle du flux magnétique dans le transformateur : On parle d'alimentations à découpage, elles peuvent être de type Flyback, Forward [97]...

Des structures de ce type ont été développées pour des applications utilisant des DBD. Certains travaux comme ceux de Spassov [98] montrent qu'il est possible d'obtenir un pulse carré sur une charge résistive constante. Ces alimentations sont pulsées car la durée de la décharge est courte et permet ainsi de contrôler l'instant d'allumage et l'instant d'extinction du plasma.

Des structures assez classiques sont employées pour obtenir des pulses haute tension comme la structure de type Flyback ou encore la Forward [97]. Pour l'alimentation de décharges ces structures sont légèrement modifiées, notamment en diminuant la valeur du condensateur de sortie qui permet habituellement d'obtenir une tension continue. Zaepffel, lui, utilise une structure se rapprochant d'une forward pour créer des décharges spark [73] comme on peut le voir sur la Figure I-26.



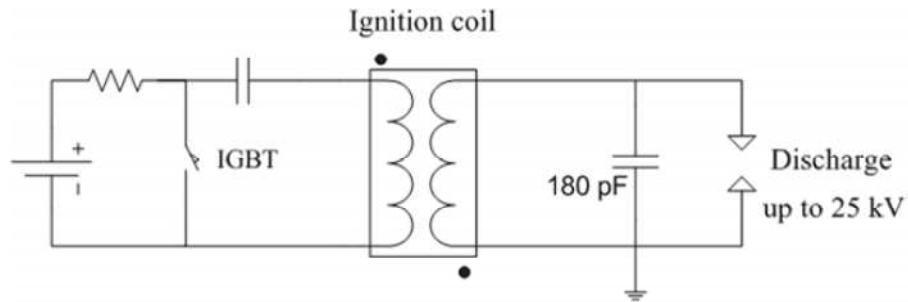


Figure I-26: Alimentation de type Forward [73]

Dans cette structure, lorsque le transistor est fermé, la source continue transfère l'énergie au condensateur jusqu'à atteindre la tension de claquage du gaz. Comme sur une Forward, l'énergie est transférée directement au secondaire. Le transfert d'énergie peut aussi s'opérer de manière indirecte comme dans une Flyback où l'énergie est d'abord stockée dans le transformateur avant d'être transférée au secondaire. On peut aussi utiliser une structure de type flyback [99] sur laquelle un condensateur de faible valeur est placé en sortie afin d'obtenir une décharge "pulsée". On obtient avec ce système une décharge capacitive dans l'air, donc un spark. Le type de décharge créée est donc similaire à celle obtenue avec un pont de Marx.

Ce type de structure a de nombreux avantages car elle permet de:

- Faire varier la fréquence à partir de la commande du transistor
  - Réduire le coût, car elle ne nécessite qu'un transformateur et un interrupteur "basse tension".
- En effet les interrupteurs qui doivent supporter des tensions supérieures à 2 kV et des courants de plusieurs Ampères sont très coûteux.

### 3.2.3. Alimentation à résonance

Ces alimentations ont la particularité d'utiliser la résonance d'un circuit LC pour obtenir des hautes tensions. Elles comportent la plupart du temps un transformateur, et la fréquence de résonance est en général celle obtenue par l'inductance magnétisante et par la capacité parasite du secondaire du transformateur. Historiquement, ce principe est utilisé dans les générateurs de Tesla [100] comme on peut le voir sur la Figure I-27.

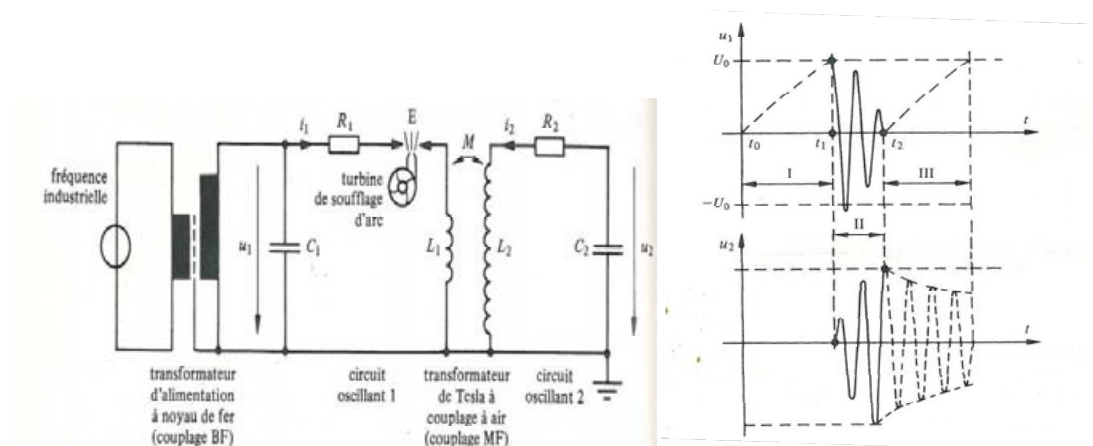


Figure I-27 : Générateur de tesla, et forme d'onde associée [100]

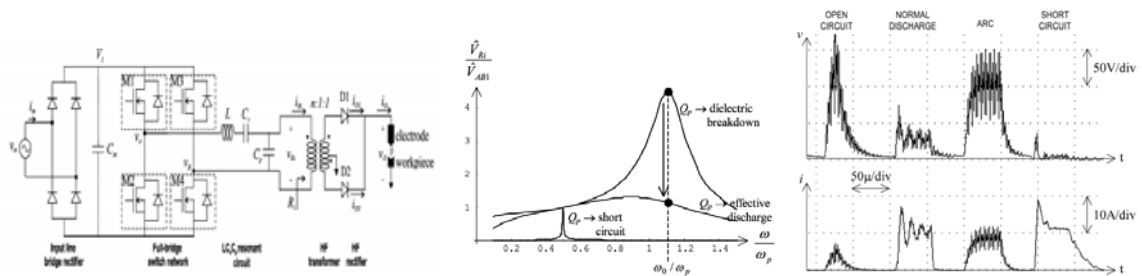
Son principe de fonctionnement se décompose en trois étapes :

- Etape I : le condensateur  $C_1$  est chargé à une tension qui correspond à la tension de claquage de l'éclateur E via le transformateur basse fréquence. Lorsqu'une décharge se produit dans l'éclateur, celui-ci est équivalent à un fil car son impédance quasi résistive est négligeable devant la résistance  $R_1$ .
- Etape II : La tension  $U_1$  décroît par l'intermédiaire de l'éclateur E, ce qui s'accompagne d'une augmentation de la tension aux bornes de l'inductance  $L_1$ . La tension  $U_1$  est amortie à la fréquence propre du circuit  $L_1 C_1$ , et la tension  $U_2$  est élevée via le transformateur de Tesla.
- Etape III : pour éteindre la décharge, de l'air est soufflé dans l'éclateur. Le courant ne passe plus dans le transformateur. L'énergie contenue dans ce dernier est donc amortie via la résistance  $R_2$

Afin d'avoir une amplification maximale la fréquence propre du circuit  $L_1 C_1$  doit être égale à celle du circuit  $L_2 C_2$  et une adaptation des paramètres du circuit est nécessaire.

Ce type de générateur génère des tensions très élevées mais à une fréquence unique correspondant à la fréquence propre du transformateur de tesla. Le bon fonctionnement du système exige que cette fréquence soit supérieure à la fréquence du réseau. L'éclateur à gaz est le principal inconvénient de ce type de système : il est coûteux, s'use et génère des quantités importantes de pollution électromagnétique. C'est pourquoi plusieurs études ont été menées ces dernières années afin de le remplacer par un interrupteur commandé de type transistor ou thyristor.

Plusieurs structures ont été développées récemment pour remplacer le rôle de l'éclateur par un onduleur commandé [89], [101], [102] représenté sur la Figure I-28 ou par un hacheur de type Buck [88].



**Figure I-28: Alimentation à résonance utilisant un onduleur; facteur d'amplification; courant et tension de décharge obtenue [101]**

Comme on peut le voir sur la Figure I-28, l'amplification de tension au primaire du transformateur n'est efficace qu'à une seule fréquence. Cette structure permet d'obtenir différents types de décharge suivant l'écartement des électrodes.

Ce type d'alimentation est très intéressant dans notre cas car elle permet de gérer l'instant de l'amorçage de la décharge grâce à une commande astucieuse de l'onduleur. Cependant il est impossible de modifier la fréquence de fonctionnement.

### 3.3. Source haute tension utilisant une source inductive

Lors de l'ouverture d'un circuit inductif, une surtension est produite. En effet, pour une inductance :

$$U = L \frac{di}{dt}$$

Toute discontinuité de courant produit donc une tension en théorie infinie. En pratique le courant ne passe pas instantanément à une valeur nulle, ce qui amène à une tension élevée sans être infinie. C'est cette propriété qui est utilisée pour générer une décharge. Un exemple caractéristique en est l'allumeur de bougie de voiture dont la seule source d'énergie électrique disponible est une batterie de 12 V. Ce niveau de tension étant trop faible pour créer une décharge, ces alimentations sont en général constituées d'un transformateur et d'un interrupteur. L'interrupteur sert d'une part à déconnecter le transformateur, et donc à éviter la saturation du transformateur mais il sert surtout à couper brutalement de courant dans l'inductance, permettant de générer une haute tension. Historiquement les interrupteurs étaient mécaniques, et il existe une multitude de systèmes permettant de réaliser cette fonction [103]. Un des systèmes particulièrement astucieux est celui utilisant une bobine de Ruhmkorff comme on peut le voir sur la Figure I-29. Ces bobines ont la particularité d'avoir peu de spires au primaire et plusieurs milliers au secondaire.

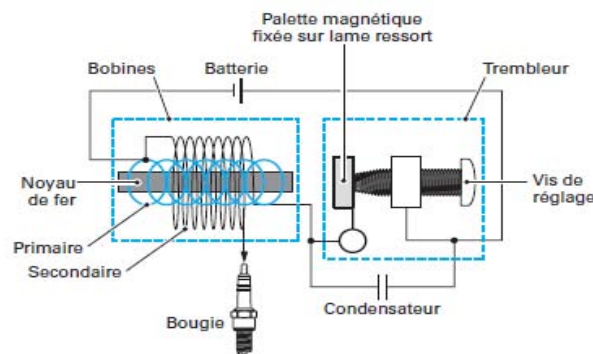


Figure I-29: Bobine de Ruhmkorff

Dans un premier temps le courant délivré par la batterie passe par le primaire en magnétisant le noyau de fer du transformateur qui se comporte comme un électro-aimant. La palette magnétique mobile est ainsi attirée par la bobine, et se décale de la vis de réglage. Dans un second temps, le circuit d'alimentation est ouvert, le flux se transmet donc à l'enroulement secondaire et sa tension augmente très rapidement jusqu'à créer une décharge entre les électrodes de la bougie. Cette transmission d'énergie à la bougie diminue le flux magnétique dans le noyau de fer et relâche ainsi progressivement la palette magnétique qui est rappelée par le ressort jusqu'à la vis de réglage. Le courant peut ainsi recirculer dans la bobine.

Toutefois, l'allumage électronique par transistor est plus approprié. Il apparaît difficile de trouver des revues abouties sur le sujet, on peut pourtant citer les deux articles des techniques de l'ingénieur qui sont assez complets sur le sujet [103], [104]. Ces alimentations fonctionnent sur le principe d'une

décharge inductive dans l'air. Le schéma électrique équivalent de ces alimentations et leurs courbes courant-tension sont présentés sur la Figure I-30.

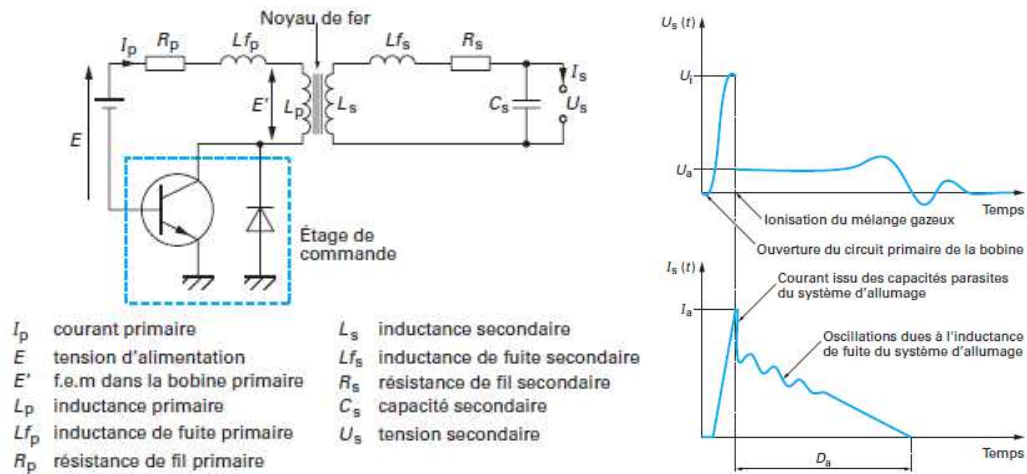


Figure I-30: Alimentation inductive utilisant un interrupteur électronique; tension et courant de décharge

Le principe de ce système est quasiment le même que celui de la bobine de Ruhmkorff. Dans un premier temps, l'interrupteur est fermé, le courant circule donc dans le primaire du transformateur et le magnétise. Lors de son ouverture la tension augmente rapidement au secondaire et génère la décharge. Ensuite le plasma s'éteint, une fois l'énergie contenue dans le transformateur dissipée dans la décharge. Ce type d'alimentation possède de grands avantages car elle permet de :

- Régler l'instant de la décharge
- Faire varier la fréquence de fonctionnement via la commande du transistor
- Faire varier l'énergie transmise à la décharge via le temps de fermeture du transistor

### 3.4. Conclusion

Il existe plusieurs manières de générer des hautes tensions dont les points forts et faibles sont listés dans le tableau ci-dessous :

| Alimentation             | Modification de la fréquence de fonctionnement | Modification de l'énergie transférée à la décharge                     | Maitrise de la durée de la décharge     | Coût                         |
|--------------------------|--|--|---|------------------------------|
| AC                       | Oui  | Possible   | Non                                     | Elevée (TREK ou Ampli Audio) |
| Nano Pulse               | Oui  | Oui  | Oui                                     | Très élevé                   |
| Générateur de Marx       | Difficile                                      | Possible en changeant la valeur de la capacité : intervention manuelle | Oui                                     | Très élevé (éclateur)        |
| Résonance                | Non  | A priori possible  | Oui                                     | Raisonnable                  |
| Pour bougie d'allumage   | Oui  | Par simple réglage du rapport cyclique                                 | Oui (valeur de l'inductance secondaire) | Raisonnable                  |
| Alimentation à découpage | Oui  | Possible en changeant la valeur de la capacité : intervention manuelle | Oui (condensateur)                      | Raisonnable                  |

Une caractérisation de notre actionneur à l'aide de quelques tests préliminaires aidera à focaliser notre choix de structure d'alimentation.

## 4. Tests Préliminaires

Nous allons dans cette partie présenter les choix effectués tout d'abord sur les sparkjet utilisés, puis sur les niveaux énergétiques et fréquentiels des jets produits par ces actionneurs. Cela nous permettra d'établir un cahier des charges pour l'alimentation électrique que nous allons réaliser dans la suite de l'étude.

### 4.1. Jet synthétique à plasma

Les actionneurs utilisés sont appelés Jet Synthétique à Plasma (JSP) car ils ont quelques différences avec les Sparkjets, en tout cas sur le plan géométrique. Les JSP sont fabriqués par la Société des Céramique de Tarbes (SCT) et conçus par le département DMAE (Toulouse) de l'ONERA. Ces actionneurs sont présentés sur la Figure I-31. Une cavité de quelques millimètres de diamètre est aménagée sous la surface du corps en écoulement. La pièce qui la constitue est fabriquée dans un matériau isolant électriquement.

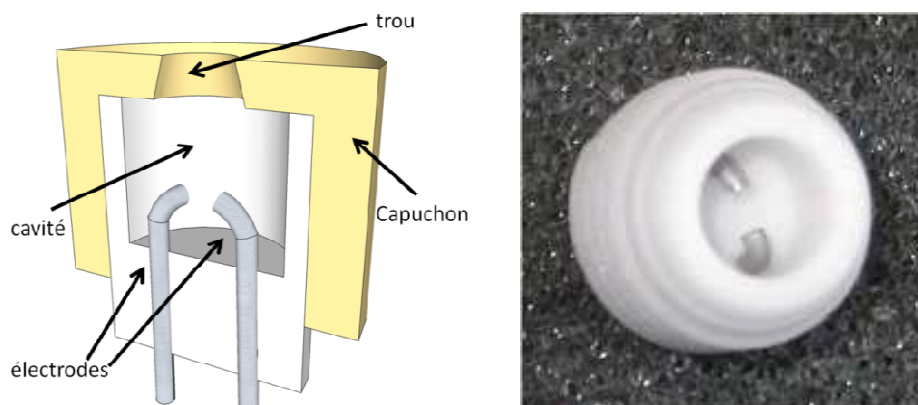


Figure I-31 : Vue de coupe d'un générateur de Jet synthétique à plasma

Nos actionneurs ont la particularité d'avoir deux électrodes insérées dans la cavité en céramique à la différence de ceux développés au "Applied Physics Laboratory" de l'université John Hopkins [36], où la décharge est générée entre l'électrode insérée dans la cavité et le capuchon (Figure I-13). Le plasma est donc généré dans le sens du jet de sortie; alors que dans l'actionneur utilisé dans ce travail il est positionné perpendiculairement au jet. Cette solution a été retenue afin d'optimiser le chauffage de l'air présent dans la cavité. L'air chaud étant le précurseur de la montée en pression, dans notre solution, cette dernière s'effectue par le fond de la cavité, alors qu'elle s'effectue au plus près de l'orifice dans le cas des sparkjet. Nous pensons pouvoir éjecter une quantité d'air plus importante avec notre solution car l'air chaud présent dans le fond va "pousser" celui situé proche de l'orifice de sortie.

Les électrodes sont insérées dans la céramique avant frittage avec un écartement inter électrodes de 1.3 mm à 10 % près suivant les actionneurs. Cette incertitude est due au processus de fabrication des

actionneurs. Les électrodes s'usent avec les décharges électriques d'après les articles de Lasagni et Soldera ([105–107]) : La décharge étant potentiellement très chaude, elle peut sublimer ces dernières lorsque la température du plasma atteint ou dépasse le point de fusion. Cette perte de masse aux électrodes pourrait augmenter la distance entre ces dernières et à court terme la tension de claquage. A plus long terme elle pourrait détruire complètement les électrodes, rendant l'actionneur inutilisable. La sublimation des électrodes produit des nanoparticules [108], dont la quantité dépend du point de fusion du matériau des électrodes. Ainsi pour réduire cette quantité de matière sublimée, il suffit de chercher un matériau à haut point de fusion. Lasagni [105] montre que l'utilisation d'électrodes en tungstène limite fortement la quantité de matière arrachée aux électrodes par rapport aux autres matériaux testés dans cet article (or, cuivre, argent...). D'autres matériaux possèdent un point de fusion plus élevé que le tungstène (3410°C) comme le carbone (3500 °C), mais sa conductivité électrique est trop faible. Ce matériau risque donc d'être la source de pertes par effet Joule non souhaitées au bon fonctionnement de l'actionneur. A contrario, le cuivre et l'or possèdent une excellente conductivité électrique mais comme précisé plus haut, un point de fusion trop bas (environ 1050 °C) et donc une perte de matière aux électrodes bien plus importante qu'avec le tungstène. Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser le tungstène, ce métal s'avère être le meilleur compromis entre conductivité électrique élevée et haut point de fusion. De plus le claquage doit donc se produire au centre de la cavité malgré l'érosion des électrodes, c'est pourquoi les électrodes sont courbées. Dans le cas contraire, le claquage risquerait de se produire à l'extérieur de la cavité. Pour ces mêmes considérations, les électrodes sortant de la cavité sont isolées avec de l'époxy et le matériau de la cavité doit isoler les électrodes, ce qui a conduit à utiliser des cavités en céramique.

Pour choisir les dimensions de la cavité, nous nous sommes basés sur une étude paramétrique de l'Université John Hopkins qui montre que la vitesse de jet est d'autant plus grande que la cavité est petite. Dans notre configuration, il faut néanmoins penser à pouvoir insérer les électrodes. La société fabriquant les cavités a fait de nombreux tests afin d'avoir une cavité la plus petite possible et a finalement réussi à obtenir un diamètre de 4mm et une hauteur de 4 mm, soit une cavité d'environ 50 mm<sup>3</sup>.

Afin de créer un jet d'air, un trou de 1 mm a été percé sur le dessus du capuchon. L'orifice de sortie est taillé en forme de tuyère pour améliorer les performances de l'actionneur et plus particulièrement les vitesses de ces jets.

L'actionneur a été dimensionné afin d'optimiser des vitesses des jets. Les considérations thermiques ne sont pas intervenues, sauf bien entendu pour le choix du matériau des électrodes. Il pourrait apparaître quelques problèmes thermiques. Cependant, il s'agit ici d'une première étude sur les actionneurs, il ne s'agit pas de les optimiser mais plutôt d'appréhender leur fonctionnement. Nous allons donc caractériser l'actionneur présenté plus haut, les dimensions et matériaux de l'actionneur seront donc toujours les mêmes afin de ne pas avoir de variations sur les résultats obtenus.

Afin de déterminer les contraintes énergétiques et fréquentielles autorisées par ce JSP, des tests préliminaires ont été effectués à partir d'une alimentation simple, voir simpliste. Ces tests permettent de donner une idée des performances atteignable par cet actionneur ainsi qu'un cahier des charges fort utile dans la suite de ce travail.

## 4.2. Alimentation utilisée

Nous avons utilisé une source haute tension disponible au laboratoire ainsi, qu'une résistance de puissance et d'un condensateur permettant de transférer l'énergie au JSP. Cette structure s'inspire d'un générateur de MARX mais sans avoir d'interrupteur permettant de faire varier la fréquence.

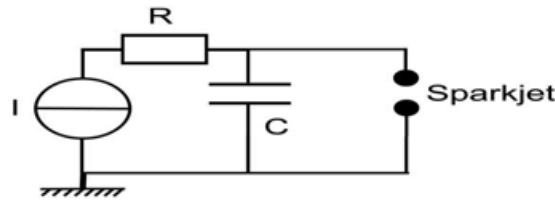


Figure I-32: Circuit d'alimentation

Le générateur haute tension de marque SPELLMAN, est réglé en courant. Dans ce mode de fonctionnement, le condensateur se comporte comme une source de tension, l'alimentation va donc se comporter comme une source de courant. On charge la capacité avec un courant constant, la tension aux bornes de la capacité évolue donc linéairement jusqu'à atteindre la tension de claquage. Une fois la tension de rupture atteinte, une décharge se produit dans le JSP, déchargeant ainsi le condensateur et libérant une énergie de:

$$E = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_b^2 \quad \text{Équation I-2}$$

La capacité se recharge une fois la décharge électrique éteinte, sa tension évolue donc selon :

$$V(t) = \frac{I_{cons}}{C} \cdot t \quad \text{Équation I-3}$$

On peut déterminer la fréquence des décharges, en considérant la tension de rupture ( $V_b$ ) constante au cours du temps, et en négligeant la durée de la décharge par rapport au temps de charge du condensateur. Cette dernière hypothèse est tout à fait justifiée tant que la fréquence de fonctionnement est inférieure à 10 kHz, puisqu'une décharge de condensateur dans l'air ne dure que quelque  $\mu s$ . La fréquence de fonctionnement devient donc :

$$f = \frac{I_{cons}}{C} \cdot V_b \quad \text{Équation I-4}$$

La tension de claquage n'étant pas constante, à cause de l'érosion des électrodes, le temps de charge de la capacité ne sera pas le même entre deux claquages, la fréquence ne sera donc pas tout à fait constante, nous noterons l'apparition d'un "jitter". Dans cette première étude, nous ne considérerons donc la fréquence moyenne.

Cette alimentation permet de régler la fréquence de fonctionnement de l'actionneur par l'intermédiaire du courant de consigne, et l'énergie à partir de la valeur de la capacité. La tension de claquage ( $V_b$ ) joue un rôle dans ces deux paramètres, nous prendrons donc en compte ces variations afin d'être le plus précis dans notre dimensionnement; elle est mesurée aux bornes du condensateur à l'aide d'une sonde haute tension. En plus de ces caractéristiques électriques, nous nous sommes intéressé également à quelques propriétés du jet produit.

### 4.3. Caractérisation du jet produit par la JSP

Nous allons utiliser un tube de pitot KULITE afin de caractériser, les jets produits par notre actionneur. Ces capteurs ont l'avantage d'être peu encombrants et de nécessiter un environnement assez simple. Un capteur est placé à 3 mm de la sortie de l'orifice et permet de mesurer la surpression produite par le jet. Nous avons accès avec ce type de capteur à deux informations essentielles, la pression maximal qui permet sous certaines conditions de calculer la vitesse du jet et la durée du jet. Le signal délivré par le capteur ainsi que la tension de claquage sont présentés sur la Figure I-33. Lors de la décharge électrique, la tension aux bornes du condensateur s'effondre, le jet sort de la cavité quasiment immédiatement car le capteur de pression détecte un signal juste après cet effondrement.

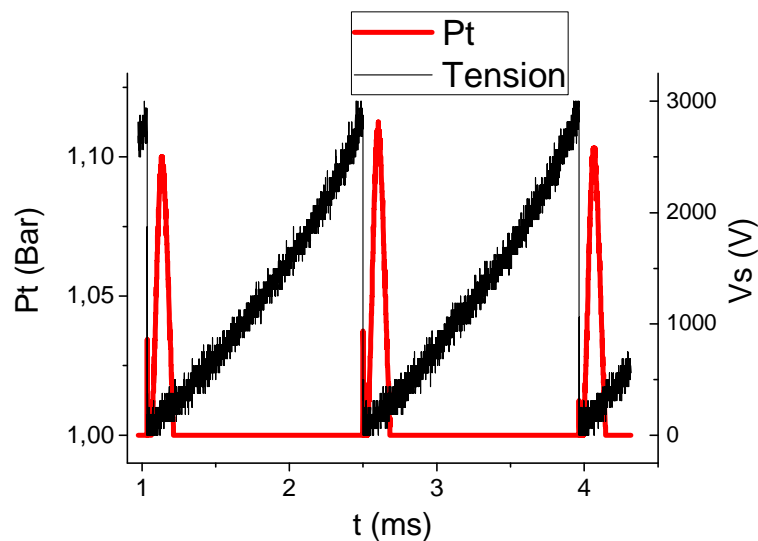


Figure I-33: Tension aux bornes de l'actionneur, et pression produite par le jet

Dans ce cas, la pression maximale mesurée par le capteur est de 1.1 bar, le JSP crée une surpression de 0.1 bar. Cette surpression augmente avec l'énergie dissipée dans la décharge, et diminue avec la fréquence de fonctionnement et ce à cause de la diminution de la tension de claquage comme on peut le voir sur la Figure I-34



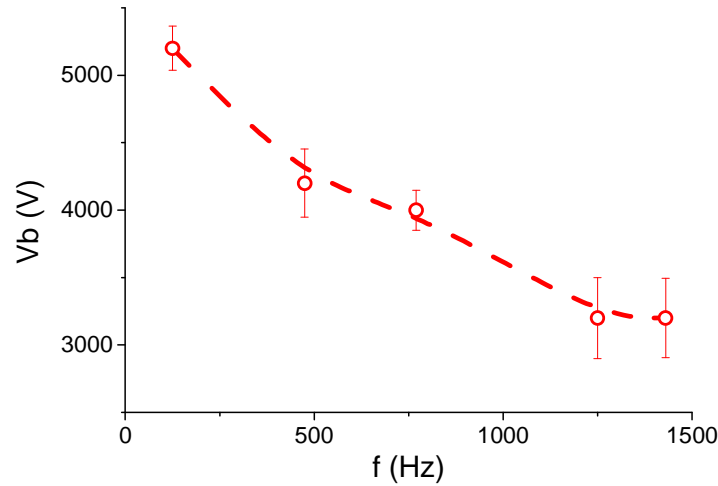


Figure I-34: Evolution de la tension de claquage avec la fréquence

La tension de claquage ( $V_b$ ) diminue avec la fréquence mais aussi avec la valeur de la capacité. Avec ce type d'alimentation, l'énergie dissipée dans la décharge diminue avec la fréquence de fonctionnement puisqu'elle est directement liée à la valeur de la tension de claquage. D'autre part, la fréquence maximale de fonctionnement est donnée par la limitation en courant maximal de l'alimentation SPELLMAN. En effet, lorsque le courant de consigne est maximal, la fréquence de fonctionnement va diminuer avec la capacité comme nous pouvons le voir sur l'Équation I-4. Il est donc important de noter que l'alimentation utilisée dans les tests préliminaires souffre de plusieurs limitations notamment en termes de fréquence maximale. Les mesures de pression effectuées permettent tout de même de mesurer la durée du jet, cette dernière est de 200  $\mu s$  et ne change pratiquement pas avec l'énergie et la fréquence de fonctionnement. Il semble donc impossible d'agir sur ce paramètre. Ce point est important et sera repris par la suite.

Afin de calculer les vitesses produites par l'actionneur nous devons faire plusieurs hypothèses. Tout d'abord il faut considérer que la pression maximale mesurée par la sonde de Pitot est égale à la pression maximale dans la cavité après la décharge. Nous faisons ici une hypothèse d'écoulement isentropique entre le centre de la cavité et la position du capteur. Cette hypothèse est très forte puisqu'elle néglige les pertes par frottement lors de l'écoulement le long de la tuyère du JSP. La pression maximale du jet mesurée en sortie peut s'exprimer en fonction de la pression initiale dans la cavité avant la décharge est égale à la pression atmosphérique :

$$P_{t\_max} = P_{atm} \cdot \left( \frac{T_{max}}{T_{ini}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{Équation I-5}$$

Les températures  $T_{max}$  et  $T_{ini}$  correspondent respectivement à la température maximale et à la température initiale du jet,  $\gamma$  représentent le coefficient du rapport des chaleurs spécifiques. En écoulement isentropique, il est possible de relier les températures aux vitesses de jet à partir d'un bilan énergétique et de la définition de l'enthalpie. Entre deux états (final et initial):

$$h_{fin} + \frac{V_{\max}^2}{2} = h_{ini} + \frac{V_{ini}^2}{2} \quad \text{Équation I-6}$$

Dans ces équations  $h$  représente l'enthalpie et  $h = C_p.T$ ,  $V_{\max}$  la vitesse maximale du jet,  $V_{ini}$  la vitesse initiale (nulle puisqu'en début d'écoulement le fluide n'est pas en mouvement) et  $C_p$  le coefficient de chaleur spécifique à pression constante. En remplaçant les coefficients d'enthalpie dans la loi de conservation de l'énergie :

$$\frac{T_{fin}}{T_{ini}} = \frac{T_{\max}}{T_{ini}} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{V_{\max}^2}{\gamma.R.T_{ini}} \quad \text{Équation I-7}$$

$R$  correspond à la constante des gaz parfaits, il provient de l'expression du coefficient de chaleur spécifique ( $C_p$ ) en fonction de  $\gamma$ . En injectant l'Équation I-7 dans l'Équation I-5 on obtient :

$$V_{\max} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma.R.T_{ini}}{\gamma-1} \left[ \left( \frac{P_{t_{\max}}}{P_{atm}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad \text{Équation I-8}$$

Cette dernière équation permet de calculer, la vitesse du jet à partir de la mesure de pression à condition de bien choisir la température initiale qui conditionne aussi  $\gamma$ , puisque ce dernier dépend de la température. Comme il est, à ce stade, impossible de connaître la température du gaz avant la décharge, nous prendrons une gamme assez large entre la température initiale et la température du gaz calculée dans l'article de Cybyck [33]. Dans le travail de l'Université John Hopkins, la température maximale dans l'actionneur (après décharge électrique) est déterminée par un modèle basé sur les équations de Navier Stock et est comprise entre 750 K et 1000 K [33]. Nous prendrons donc une gamme de température comprise entre 20 et 1000 °C pour déterminer les vitesses de jet comme on peut le voir sur la Figure I-35.

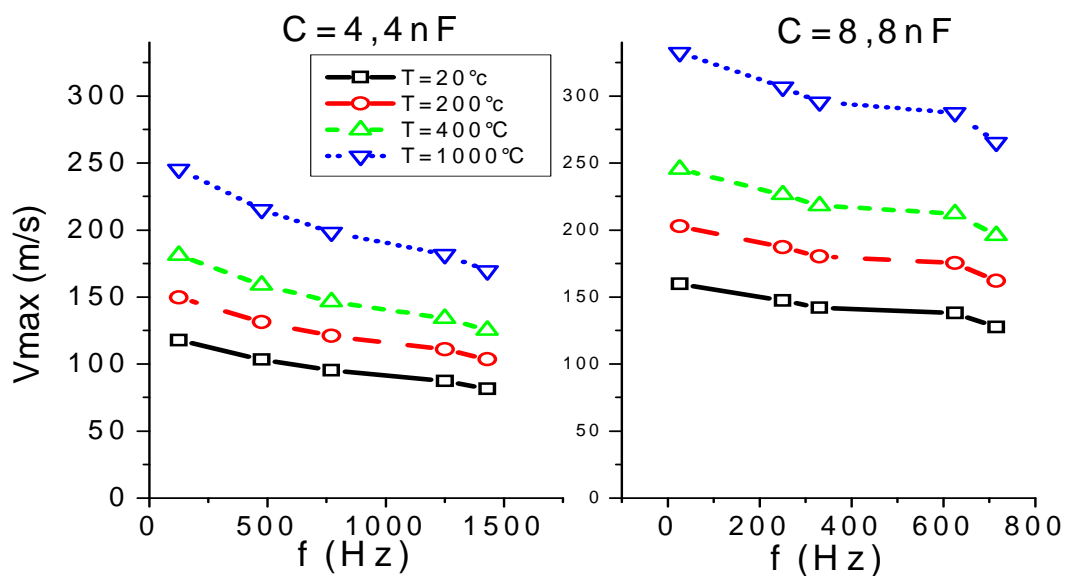


Figure I-35: Vitesse de jet en fonction de la fréquence pour différentes températures de Jet

La vitesse de jet augmente sensiblement avec la température supposée, puisque l'on peut avoir une variation du simple au double pour une même mesure de pression. La température ne peut être égale à 20°C car par principe l'air dans la cavité doit être chauffé afin d'être évacué, la vitesse calculée est dans ce cas très sous-estimée. Cependant nous n'avons pas pris en compte dans notre calcul les différentes pertes (échauffement, frottement). A l'inverse la vitesse calculée à 1000°C est donc certainement très surestimée. Toutefois, même dans le cas le plus défavorable, les vitesses de jets sont très élevées et dépassent les 100 m/s dans les cas présentés ci-dessus. En outre, la vitesse maximale du jet diminue assez fortement avec la fréquence. Ce constat peut s'expliquer, par la diminution de l'énergie dissipée dans la décharge, elle-même causée par la diminution de la tension de claquage avec la fréquence.

La durée des jets ne varie pas avec la fréquence de fonctionnement et avec l'énergie dissipée dans la décharge, elle est quasi constante et égale à 200  $\mu$ s. Les vitesses semblent élevées et supérieures à 100 m/s. Avant d'établir un cahier des charges en termes d'énergie et de fréquence, il convient de se demander quelles sont les fréquences et vitesses de jet qui permettent de modifier un écoulement.

#### **4.4. Vitesses et fréquence des jets optimales**

Nous allons donc ici faire le point sur les fréquences de fonctionnement et vitesses de jet désiré. Des études expérimentales ont montré que la pénétration du micro-jet est importante si la vitesse maximale de ce dernier est au moins égale à la vitesse de l'écoulement. On remarque dans ce cas, la formation d'un tourbillon dans la couche limite. Cependant l'efficacité des jets éjectés dépend fortement des conditions expérimentales (nombre de Reynolds de l'écoulement, inclinaison des jets, diamètre de l'orifice, fréquence d'éjection ...). Tous ces paramètres ont des conséquences non négligeables sur l'efficacité du contrôle. De plus, un jet synthétique ne peut être efficace dans toutes les situations, les fréquence et vitesses d'éjection étant directement fonction de l'écoulement et de la surface sur laquelle il s'opère. Il est donc impossible de construire un cahier des charges précis puisque l'application visée doit être connue à l'avance. D'une part l'absence de loi globale sur le comportement d'un fluide sous l'effet de micro-jets pulsés ne permet pas de réaliser un dimensionnement précis avant l'essai. D'autre part, nous sommes au début de l'étude des JSP, il est donc intéressant d'avoir un dispositif modulable pouvant être utilisé dans différentes configurations de contrôle d'écoulement. Les vitesses et fréquence de jet doivent donc pouvoir être modifiables.

Nous devons tout de même introduire des bornes hautes en termes de vitesses et de fréquence afin de pouvoir traduire cela en terme électrique. Il faut être raisonnable dans le choix de ces bornes pour que les puissances mis en jeu ne soient pas trop contraignantes.

Les JSP étant destinés à des applications aéronautiques sur des vols civils, les vitesses d'écoulement mis en jeu sont inférieures à la vitesse du son, en particulier sur les phases de décollage. Afin de pouvoir impacter l'écoulement, nous choisissons de prendre des vitesses de jet maximales de 300 m/s. En outre le temps d'expulsion de l'air est égal à 200 $\mu$ s. En considérant un temps de remplissage un peu

plus grand que le temps d'expulsion, nous choisissons une fréquence de fonctionnement maximale de 2 kHz. Cette fréquence est assez proche de celles d'autres jets synthétiques développant des vitesses plus faibles.

Nous avons choisi la fréquence de fonctionnement maximale à **2 kHz**, les décharges doivent donc être générées à une fréquence identique. La vitesse des jets étant choisie égale à **300 m/s**, il nous faut maintenant voir ce que cela signifie d'un point de vue énergétique.

#### 4.5. Energie maximale à dissiper dans la décharges

Pour déterminer l'énergie maximale à dissiper dans la décharge nous avons utilisé les mesures de pression effectuées précédemment. Les vitesses calculées ne prennent pas en compte les pertes et dépendent de la température du jet, nous nous sommes donc placés dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire lorsque la température est égale à l'ambiante (20 °C). A cette température nous sous-estimons la vitesse que l'on obtiendrait sans perte. D'une certaine manière cette sous estimation pourrait compenser les pertes. Les vitesses ainsi calculés sont présentées sur la Figure I-36. La valeur de l'énergie dissipée dans la décharge influence directement les vitesses des jets. On remarque tout de même qu'à basse énergie la vitesse augmente rapidement avec l'énergie dissipé dans la décharge, et qu'il y a une "stagnation" pour les plus hautes énergies.

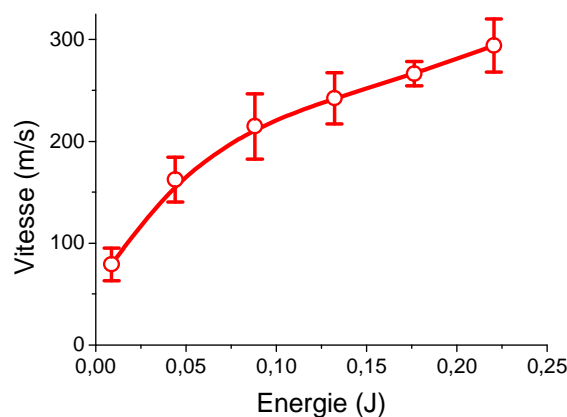


Figure I-36: Vitesse maximale des jets en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge

Selon la Figure I-36, il est nécessaire d'avoir une énergie de 220 mJ pour obtenir des vitesses de jet de 300 m/s. Il est à noter que l'énergie présentée ci-dessus tient compte de l'énergie dissipée dans les fils, et donc pas uniquement de l'énergie dissipée dans la décharge. Nous n'aurons donc pas à prendre en compte cette part de l'énergie pour le dimensionnement de l'alimentation électrique.

#### 4.6. Conclusion – élaboration du cahier des charges

Il n'est pas simple de déterminer les fréquences de fonctionnement et les vitesses de jet nécessaires pour contrôler un écoulement sans connaître a priori les configurations expérimentales (vitesse d'écoulement, profil d'ailes ...). De plus, nous désirons avoir un dispositif modulable, afin de pouvoir

tester les JSP dans différentes configurations et pour diverses applications. Nous avons donc choisi arbitrairement des vitesses et des fréquences de jets respectivement de 300 m/s et 2 kHz. Avec une alimentation très simple, nous avons pu établir un cahier des charges qui permettra de dimensionner une alimentation plus élaborée. D'après les tests effectués, les énergies dissipées dans chaque décharge seraient de 220 mJ et la fréquence de répétition de ces dernières égales à 2kHz.

## **5. Conclusions**

Le contrôle d'écoulement est un domaine de recherche dans lequel les retombées peuvent être nombreuses, puisqu'il vise à diminuer les consommations énergétiques des véhicules de transport (en particulier en aéronautique) en augmentant la portance ou en diminuant les frottements induits par l'écoulement d'un fluide sur une surface. Il s'agit en fait de maîtriser et d'empêcher le décollement de la couche limite. Sur un avion, le profilage des ailes permet déjà d'agir sur l'écoulement dans une configuration donnée (en général le vol de croisière). Avant d'arriver à haute altitude, l'écoulement est bien différent (vitesse plus faible, et inclinaison des ailes différente). Afin de réduire les consommations lors des phases de décollage et d'atterrissage, il est nécessaire de pouvoir modifier l'écoulement en injectant un fluide dans la couche limite. Il existe une grande variété d'actionneurs candidats à ce type d'application et parmi eux un nouveau venu depuis 2004 : le sparkjet. Il a la particularité de générer des jets d'air à grande vitesses (300 m/s) et haute fréquence (plusieurs kHz) en utilisant un plasma haute température qui engendre une surpression dans une microcavité. Une fois l'air expulsé par un orifice de petite taille, la cavité est en dépression provoquant ainsi son remplissage. Ils ont donc un fonctionnement cyclique, et fonctionnent sans apport de matière, d'où le terme synthétique. Les plasmas sont en général produits par des alimentations électriques hautes tension.

Afin de faire fonctionner ces actionneurs, il est nécessaire de faire un choix quant à la structure d'alimentation. L'alimentation doit permettre de faire fonctionner l'actionneur à différentes fréquences ce qui exclut directement les alimentations à résonance. La durée de la décharge doit aussi être parfaitement maîtrisée afin que la décharge ne dégénère pas en arc électrique. Enfin, le coût de cette structure doit être raisonnable. En effet, les JSP étant de petite taille il est nécessaire d'en associer plusieurs pour contrôler un écoulement. Il faut donc reproduire l'alimentation en plusieurs exemplaires.

Seul deux structures d'alimentation répondent à tous ces critères, les alimentations inductives type allumage de bougie de voiture et les structures de type Flyback ou Forward. Ces deux structures ont la particularité d'utiliser un transformateur et un interrupteur basse tension, ce qui explique leur coût peu élevé. Nous avons choisi de dimensionner et réaliser ces deux types de structures, puisque les éléments transférant l'énergie au plasma sont très différentes : un condensateur et une inductance. Les caractéristiques du plasma produit par ces deux alimentations seront certainement très différentes et au final le comportement de l'actionneur sera probablement modifié suivant l'alimentation utilisée.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser au dimensionnement et à la réalisation des alimentations électriques. Nous nous intéresserons ensuite aux propriétés du plasma : mécanisme d'amorçage, comportement électrique, durée, température, allure de la décharge ...

Dans une seconde partie, nous nous concentrerons sur les effets de ces décharges sur le comportement de l'actionneur. Nous nous intéresserons à l'effet de la fréquence et de l'énergie sur le comportement thermique et aérodynamique du JSP, pour les deux alimentations utilisées.

Enfin, l'alimentation ayant les meilleures performances sera ensuite reproduite en petite série, afin d'utiliser plusieurs JSP dans des essais de contrôle d'écoulement.

## **Chapitre II : Dimensionnement et caractérisation d'une alimentation inductive associée à un JSP**





## **Chapitre II : Dimensionnement et caractérisation d'une alimentation inductive associée à un JSP**

Deux structures d'alimentation ont été retenues. La première présentée dans ce chapitre est basée sur un allumeur de bougie de voiture, et la seconde qui fera l'objet du chapitre suivant, a la structure classique d'une flyback. Dans le premier cas, c'est une inductance qui fournit l'énergie à la décharge, la décharge est donc alimentée en courant, et nous la nommerons alimentation inductive (AI). Dans la seconde, c'est un condensateur qui transmet l'énergie à l'actionneur, la décharge est donc alimentée en tension, nous l'appellerons alimentation capacitive (AC). Comme la nature de la source alimentant le JSP diffère, nous obtenons des comportements des décharges différentes dans les deux cas.

Ces alimentations utilisent toutes les deux un dispositif peu coûteux pour obtenir une haute tension à partir d'une source basse tension continue, un interrupteur de type transistor "moyenne tension" et un transformateur. Un commutateur branché directement sur une source haute tension est bien plus onéreux puisqu'il nécessite, en sus de cette source haute tension, un composant de puissance haute tension dont le calibre en courant est de surcroît bien supérieur à nos besoins. Cette solution a donc été écartée, d'autant que le coût global peut devenir prohibitif si l'on envisage une association de plusieurs actionneurs, chacun étant associé à une alimentation propre.

Dans ce chapitre, nous présenterons, tout d'abord le fonctionnement et le dimensionnement des composants présents dans l'alimentation. Ce développement permettra de justifier nos choix, et de comprendre les éventuels problèmes liés à l'utilisation de ces alimentations électriques. Ensuite, le comportement électrique de la décharge permettra de connaître la manière dont la décharge est produite par l'alimentation, et d'en donner un modèle électrique équivalent. Ce modèle électrique permet de comprendre simplement le comportement de la décharge et la manière dont l'énergie est transmise. Il peut aussi s'avérer utile dans une étude ultérieure pour optimiser les alimentations présentées dans ce travail. Enfin pour mieux comprendre comment l'énergie est transmise à l'actionneur, nous mesurerons les températures et les géométries des décharges par des analyses optiques. Ces deux paramètres permettront de faire le lien entre les mesures électriques et les performances aérodynamiques du JSP.

Avant de commencer, il convient de rappeler le cahier des charges que nous nous sommes fixé et qui sera le même pour les deux alimentations :

- Fréquence maximale :  $f=2$  kHz
- Energie dissipée dans la décharge :  $E=200$  mJ
- Tension maximale de l'alimentation : 5 kV
- Précision sur l'instant de claquage : 3  $\mu$ s. Si l'on veut faire fonctionner plusieurs actionneurs en phase, il est préférable que toutes les décharges se produisent au même instant afin que les jets sortent tous au même moment des JSP.

La structure de l'alimentation inductive est basée sur celle d'un allumeur de bougie de voiture : elle est donc constituée d'une source basse tension, d'un interrupteur basse tension et d'un transformateur comme on peut le voir sur le schéma structurel de la Figure II-1.

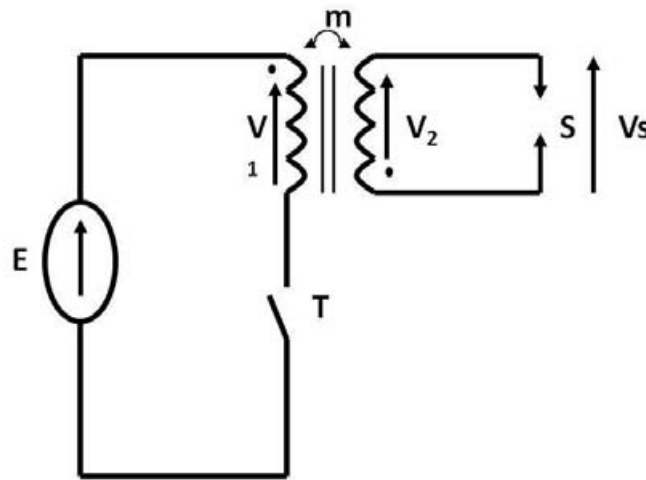


Figure II-1: Alimentation inductive

Dans une première phase de fonctionnement, l'interrupteur T est fermé. La source de tension E étant continue, le courant dans le primaire du transformateur va augmenter de manière linéaire imposée par l'inductance magnétisante du transformateur. Une fois l'énergie stockée dans le transformateur, on ouvre le transistor T. Le "circuit" composé des capacités parasites du transformateur et de l'inductance magnétisante fait accroître la tension au secondaire, jusqu'à l'établissement de la décharge. Afin de s'assurer que l'alimentation fonctionne dans la plage de fréquence et d'énergie désirée, il est nécessaire de dimensionner correctement les différents éléments qui la composent (transistor, transformateur).

## 1. Dimensionnement de l'alimentation

Nous proposons de décomposer le fonctionnement de l'alimentation afin de relier l'énergie, la fréquence de fonctionnement et le courant maximal aux paramètres du transformateur. Le transistor sera choisi par la suite, en fonction des contraintes apportées par le transformateur.

### 1.1. Phase de magnétisation du transformateur

Dans les alimentations à découpage, les transformateurs sont très différents de ceux utilisés dans le transport d'énergie sur les réseaux où aucune énergie n'est stockée dans le circuit magnétique, ou du moins ce phénomène n'étant pas désiré, il est réduit au minimum. Les structures de type Flyback ont quant à elles pour principe de stocker de l'énergie dans le transformateur avant de la transférer au secondaire. Dans un transformateur, l'énergie ne peut être stockée que dans son noyau magnétique, éventuellement associé à un entrefer, couramment modélisé par une inductance magnétisante. Le circuit magnétique sert donc de réservoir d'énergie entre la source basse tension et la décharge. Lors de la phase de stockage d'énergie, appelée phase de magnétisation, le transformateur peut être réduit d'un

point de vue électrique à sa seule inductance magnétisante [109]. Le circuit équivalent est donc extrêmement simplifié :

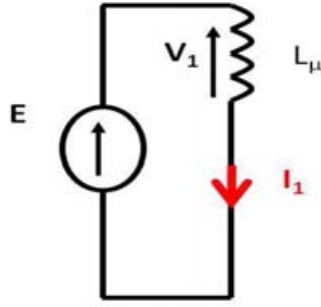


Figure II-2 : Circuit équivalent lors de la magnétisation

La tension s'appliquant sur l'inductance magnétisante est donnée par l'équation:

$$E = L_{\mu} \cdot \frac{di_1}{dt} \quad \text{Équation II-1}$$

La source de tension étant constante le courant évolue linéairement avec le temps et sa valeur maximale est donnée par l'équation suivante :

$$i_{1\_max} = \frac{E}{L_{\mu}} \cdot t_{magn} \quad \text{Équation II-2}$$

avec  $i_{1\_max}$ , le courant maximal et  $t_{magn}$ , le temps de fermeture du transistor. Cette relation est vérifiée tant que le courant au primaire est nul lors de la fermeture du transistor. On peut alors aisément déterminer l'énergie stockée dans le transformateur :

$$E_{magn} = \frac{1}{2} \cdot L_{\mu} \cdot i_{1\_max}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{E^2}{L_{\mu}} \cdot t_{magn}^2 \quad \text{Équation II-3}$$

La durée de fermeture du transistor permet de régler l'énergie stockée dans le transformateur durant cette phase de magnétisation.

Ces équations permettent de déterminer  $L_{\mu}$  et le courant maximal qui est un paramètre important pour le dimensionnement du diamètre des conducteurs. Ce dernier dépend directement du courant moyen (lui-même dépendant du courant maximal). D'autre part il est aussi utile de connaître ce paramètre pour le choix du transistor.

Lors de cette montée en courant, une tension va s'établir au secondaire. Cette tension va rester continue et égale à la tension du primaire multipliée par le rapport de transformation  $m$ . Le rapport de transformation est égal au nombre d'enroulements secondaires divisé par le nombre d'enroulements au primaire du transformateur. Cette tension ne doit pas dépasser la tension de claquage, pour ne pas engendrer de décharge lors de la phase de magnétisation.

## 1.2. Transfert de l'énergie au secondaire du transformateur

A la fin de la phase de magnétisation, un flux magnétique est présent dans le transformateur, ce flux ne peut pas subir de discontinuité. D'après la loi d'Hopkinson, ce flux peut être entretenu par un courant primaire et/ou secondaire selon la relation:

$$n_1 \cdot i_1 + n_2 \cdot i_2 = \mathfrak{R} \cdot \Phi \quad \text{Équation II-4}$$

où  $n_1$  représente le nombre de spires de l'enroulement primaire,  $n_2$  le nombre de spires de l'enroulement secondaire,  $i_1$  et  $i_2$  les courants du primaire et du secondaire,  $\Phi$  le flux dans le transformateur, et  $\mathfrak{R}$  la réluctance du circuit magnétique dont dépend l'inductance magnétisante. Selon cette relation, on voit que l'ouverture du transistor, en provoquant l'annulation du courant au primaire, impose la circulation d'un courant dans le secondaire du transformateur. Toutefois, le courant ne peut pas s'établir directement au secondaire puisque la décharge n'est pas encore établie. La tension au secondaire doit tout d'abord augmenter jusqu'à la tension de claquage qui permettra d'initier la décharge. Cette montée en tension s'établit via le transfert de l'énergie entre le circuit magnétique et les capacités entre spires des enroulements du secondaire. Pour modéliser ce transfert d'énergie, il est utile ici d'introduire l'inductance magnétisante ramenée du transformateur au secondaire du transformateur qui est égale à l'inductance magnétisante du primaire multipliée par le carré rapport de transformation soit :

$$L_{\mu\_sec} = L_{\mu} \cdot m^2$$

On pourrait aussi prendre en compte dans ce transfert énergétique la résistance modélisant les pertes Fer. Mais les capacités étant très faibles, et l'inductance très importante, leurs impédances à haute fréquence sont bien supérieures à celle de cette résistance. L'amortissement dû à la résistance sera donc négligé, de la même manière que l'inductance de fuite devant l'inductance magnétisante. Le circuit équivalent pour modéliser ce transfert est présenté sur la Figure II-3.

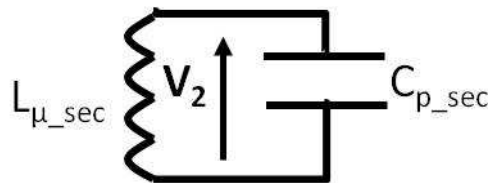


Figure II-3 : Circuit équivalent de secondaire

Il est par contre assez difficile de donner une estimation de la capacité équivalente car elle dépend du nombre de spires autour du noyau, de la qualité de l'isolement, et surtout de la manière dont est effectué le bobinage. On peut toutefois lui donner un ordre de grandeur allant de quelques pico Farad à quelques centaines de pico Farad. Pour déterminer l'évolution de la tension  $V_2$  nous utilisons l'équation différentielle suivante :

$$L_{\mu\_sec} \cdot C_{p\_sec} \cdot \frac{d^2 V_2}{dt^2} + V_2 = 0 \quad \text{Équation II-5}$$

Nous définissons la pulsation :  $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{\mu\_sec} \cdot C_{p\_sec}}}$

Afin de résoudre cette équation nous utilisons les conditions initiales suivantes :

- Le flux ne pouvant subir de discontinuité le courant initial dans ce circuit équivalent sera égal au courant maximal du primaire divisé par le rapport de transformation.
- la tension initiale sera égale à la tension de la source de tension continue multipliée par le rapport de transformation.

Nous allons maintenant déterminer l'évolution de la tension secondaire en fonction du temps :

$$v_2(t) = \frac{I_{1\_max}}{m} \cdot \sqrt{\frac{L_{\mu\_sec}}{C_{p\_sec}}} \cdot \sin(\omega t) - m.E \cdot \cos(\omega t) \quad \text{Équation II-6}$$

Comme indiquée précédemment, la tension  $m.E$  doit être très petite par rapport à la tension d'amorçage, puisque c'est cette tension qui est appliquée à l'espace inter électrodes pendant la phase de magnétisation. De plus pour une montée en tension la plus rapide possible, ce deuxième terme doit être négligeable par rapport premier terme apparaissant dans l'Équation II-6. Ces hypothèses, que nous vérifierons une fois le transformateur dimensionné, nous permettent de donner une expression approchée de la tension maximale :

$$V_{2\_max} = \frac{I_{1\_max}}{m} \cdot \sqrt{\frac{L_{\mu\_sec}}{C_{p\_sec}}} = I_{1\_max} \cdot \sqrt{\frac{L_{\mu}}{C_{p\_sec}}} \quad \text{Équation II-7}$$

Il est nécessaire que cette tension soit bien supérieure à la tension d'amorçage, soit 4.5 kV dans notre actionneur. On peut avec les mêmes hypothèses donner une borne supérieure à la durée de montée en tension jusqu'au claquage, en considérant que la tension est maximale au bout d'un quart de la période.

$$t_{montée} < \frac{\pi}{4} \cdot \sqrt{L_{\mu\_sec} \cdot C_{p\_sec}} = \frac{\pi}{4} \cdot m \cdot \sqrt{L_{\mu} \cdot C_{p\_sec}} \quad \text{Équation II-8}$$

Une fois la tension d'amorçage atteinte, la décharge est amorcée et un courant dans la décharge s'établit en puisant l'énergie nécessaire à son entretien dans le circuit magnétique.

### 1.3. Phase de décharge

A priori le comportement électrique de la décharge générée par l'alimentation inductive est inconnu. Pour le dimensionnement de l'alimentation nous ne prenons pas en compte cette phase de fonctionnement.

### 1.4. Dimensionnement du transformateur et du circuit magnétique

Les transformateurs ont été réalisés par la société ACIME, à laquelle nous avons fourni le cahier des charges proposé ci-dessous. Pour dimensionner un transformateur, il est nécessaire de détenir quelques informations essentielles :

- Le courant maximal admissible au primaire, puisqu'il détermine le diamètre des conducteurs;

- L'inductance magnétisante puisqu'elle détermine les matériaux magnétiques utilisés et le nombre de spires;
- L'énergie stockée dans le transformateur puisqu'il est directement lié au volume du transformateur;
- Le rapport de transformation, soit le rapport entre le nombre de spires au primaire et au secondaire;
- La fréquence maximale de fonctionnement qui dans notre cas est bien faible pour une alimentation à découpage, puisqu'elle n'est que de 2 kHz. Ce paramètre n'interviendra quasiment pas dans le dimensionnement.

Nous avons fixé le courant primaire maximal à la valeur limite de la source de tension constante dont nous disposons soit  $I_{1\_max} = 7 \text{ A}$ .

En ce qui concerne l'énergie, nous avons choisi de stocker dans le transformateur un peu plus d'énergie que celle effectivement transmise aux actionneurs, soit 250 mJ, en prévision des pertes dues aux résistances des fils du transformateur et aux pertes  $Fer$  qui dans notre cas ne seront pas très importantes puisque nous fonctionnons à une fréquence maximale de 2kHz. Nous avons ainsi déterminé la valeur minimale de l'inductance magnétisante à partir de l'Équation II-3, liant l'énergie au courant maximal. Elle est alors de  $L_\mu = 10 \text{ mH}$ .

En outre, le rapport de transformation ne doit pas être trop élevé, afin que la tension ramenée au secondaire du transformateur lors de la phase de magnétisation n'atteigne pas la tension de claquage. De plus le temps de montée en tension doit être le plus faible possible, imposant ainsi une valeur du rapport de transformation la plus faible possible.

Toutefois, la tension au primaire du transformateur est toujours égale à la tension au secondaire divisée par le rapport de transformation. Afin de limiter la tension appliquée au primaire et donc celle aux bornes du transistor lorsque celui-ci est ouvert, il est préférable d'avoir un rapport de transformation le plus fort possible puisque lors de l'établissement de la décharge, la tension aux bornes du transistor est égale à la tension de claquage divisée par  $m$  à laquelle s'ajoute la tension de la source d'alimentation.

Le choix du rapport de transformation est donc un compromis. Nous avons donc choisi  $m=10$  afin d'avoir une tension maximale égale à :

- $60 \times 10 = 600 \text{ V}$  au secondaire durant la phase de magnétisation
- $5000/10 = 500 \text{ V}$  au primaire, lors du claquage

D'après l'Équation II-7, pour une capacité parasite de  $C_{p\_sec} = 100 \text{ pF}$ , l'alimentation permet de créer des tensions supérieures à  $V_s = 5000 \text{ V}$  pour un courant de 0.5 A au primaire, soit une énergie emmagasinée dans le transformateur de 1.25 mJ. Au-delà de cette énergie, la tension maximale sera bien plus grande. Ceci est tout à fait satisfaisant car nous pourrons ainsi faire varier l'énergie dans une

large plage. Dans ces conditions, le temps de montée en tension sera extrêmement rapide puisque d'après l'Équation II-8 il ne sera au maximum que de 7  $\mu$ s.

L'hypothèse émise lors du calcul de la tension maximale et du temps de montée selon laquelle :

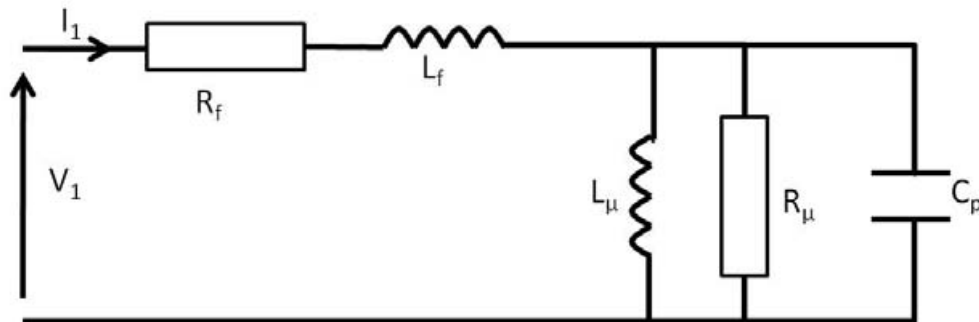
$$I_{1\_max} \cdot \sqrt{\frac{L_\mu}{C_{p\_sec}}} > m.E \text{ est bien vérifiée puisque } m.E \text{ est égale à } 600 \text{ V et le premier terme à } 5000 \text{ V,}$$

pour un courant de 0.5 A, il sera donc supérieur pour des courant plus importants.

D'autre part si l'on considère un temps de magnétisation bien supérieur à la durée de la décharge et du temps de montée en tension, il est possible d'après l'Équation II-2 d'atteindre une fréquence maximale de **f = 2 kHz** pour un courant primaire de 3 A soit une énergie de 50 mJ stockée dans le transformateur.

Tels sont les paramètres que nous avons transmis au constructeur, en lui spécifiant que nous souhaitions avoir des pertes Fer et des inductances de fuite les plus faibles possibles. Par contre, l'encombrement et le poids de ces transformateurs nous importent peu puisque ces alimentations servent à qualifier l'actionneur, et à faire des tests aérodynamiques, mais n'ont pas pour objet de constituer un prototype optimisé.

Afin de vérifier que le transformateur répond bien à nos attentes nous avons voulu mesurer la valeur des différents éléments équivalents. Pour les mesurer nous utilisons le schéma équivalent du transformateur rapporté au primaire, présenté sur la figure suivante :



*Figure II-4 : Schéma équivalent transformateur*

Avec :

- $R_f$  : résistance des fils siège des pertes joules,
- $L_f$  : l'inductance de fuite totale ramenée au primaire
- $L_\mu$  : l'inductance magnétisante vue du primaire
- $R_\mu$  : la résistance siège des pertes Fer
- $C_p$  : la capacité interspire vue du primaire

Afin de déterminer les valeurs du schéma équivalent, des essais classiques en circuit ouvert et court circuit ont été réalisés. L'impédance en court circuit est donnée par l'équation suivante :

$$Z_{cc} = R_f \left( 1 + j \frac{L_f}{R_f} \omega \right) \quad \text{Équation II-9}$$

La résistance des fils  $R_f$  est déterminée par une méthode tension-courant à fréquence nulle. Pour déterminer l'inductance de fuite, nous utilisons la fréquence  $f_{cc1}$  déterminée lorsque la phase de  $Z_{cc}$  est égale à 45 °C.

$$f_{cc1} = \frac{R_f}{2\pi.L_f} \quad \text{Équation II-10}$$

Pour déterminer l'impédance en circuit ouvert, il est préférable d'établir au préalable certaines hypothèses pour alléger les calculs. On néglige les pertes par effet Joule devant les pertes fer, et l'inductance de fuite devant l'inductance magnétisante, puisque ces valeurs sont en général très faibles, leurs effets n'apparaissant qu'à plus haute fréquence. L'équation devient donc :

$$Z_o = \frac{j.L_\mu.\omega}{1 + j.\frac{L_\mu}{R_\mu} + j^2.L_\mu.C_p.\omega^2} \quad \text{Équation II-11}$$

L'inductance magnétisante est déterminée à partir du module de l'impédance à vide, lorsque la phase est égale à + 90 °C. Dans ces conditions, le module est proportionnel à la fréquence, et a pour coefficient directeur l'inductance magnétisante. La valeur de la capacité parasite ramenée au primaire est donnée par la fréquence  $f_{o1}$  :

$$f_{o1} = \frac{1}{2\pi.\sqrt{L_\mu.C_p}} \quad \text{Équation II-12}$$

La résistance correspondant aux pertes Fer est donnée par la valeur du module à la fréquence  $f_{o1}$ , puisqu'après développement :

$$|Z_o(f = f_{o1})| = R_\mu \quad \text{Équation II-13}$$

Les diagrammes de Bode de ces deux impédances ont été mesurés à l'aide d'un analyseur d'impédance, mais aussi avec un essai à courant fort en utilisant un amplificateur de puissance piloté par un GBF. Ce deuxième essai permet d'appliquer des courants et tensions plus importants et donc de prendre en compte les effets de la température sur la résistance des fils et de la tension sur les pertes Fer.

Enfin, la valeur du rapport de transformation a été mesurée à partir du rapport entre la tension primaire et secondaire.



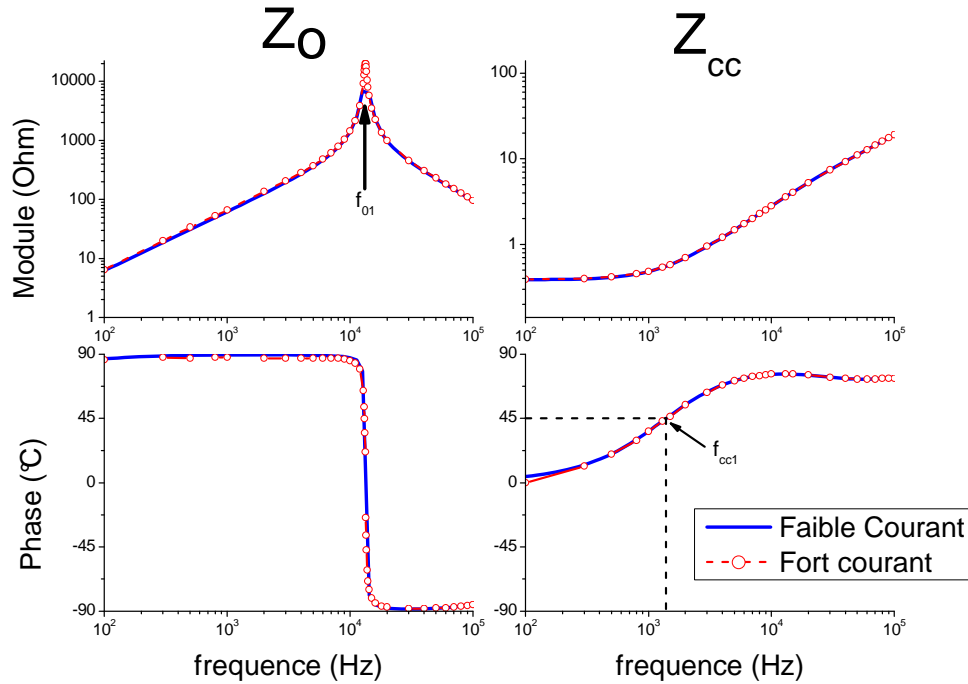


Figure II-5 : Impédance à vide et en court circuit du transformateur

Les courbes à faible et fort courant sont quasiment similaires. Ces mesures nous ont permis de déterminer les paramètres du transformateur regroupés dans le tableau suivant :

|         |                     |
|---------|---------------------|
| $R_f$   | $0.4 \, \Omega$     |
| $L_f$   | $44 \, \mu\text{H}$ |
| $R_\mu$ | $20100 \, \Omega$   |
| $L_\mu$ | $10.4 \, \text{mH}$ |
| $C_p$   | $13.8 \, \text{nF}$ |
| $m$     | 10                  |

La valeur de la capacité parasite paraît élevée par rapport à ce que nous avons évoqué précédemment. Mais il s'agit ici de l'impédance ramenée au primaire qui est  $m^2$  fois plus petite que l'impédance au secondaire. La valeur du condensateur ramenée au secondaire est donc de :  $C_{p\_sec} = 138 \, \text{pF}$  qui se rapproche bien de celle prévue.

Sur la Figure II-5, l'impédance mesurée en circuit ouvert est essentiellement inductive pour des fréquences inférieures à 10 kHz. L'hypothèse faite lors du paragraphe 1.1, en considérant un transformateur essentiellement inductif, est donc tout à fait satisfaisante.

De la même manière, dans la partie 1.2, nous avons modélisé le circuit secondaire uniquement avec le condensateur et l'inductance. Cela était tout à fait justifié car la résistance est trop grande par rapport à l'impédance du condensateur (à haute fréquence); en effet,  $R_\mu = 20 \, \text{k}\Omega$  et  $Z_{Cp} (f = 35 \text{ kHz}) = 32 \, \Omega$  pour une fréquence égale à l'inverse du temps caractéristique de la montée en tension.

Le transformateur réalisé par la société ACIME correspond donc bien à nos attentes. Il est nécessaire à présent de dimensionner l'interrupteur.

### 1.5. Dimensionnement de l'interrupteur

L'interrupteur doit supporter les courants maximaux passant dans le transformateur ainsi que les surtensions auxquelles il est soumis. Il doit donc supporter une tension supérieure à la tension de claquage ramenée au primaire soit 450 V, mais à laquelle s'ajoutent des surtensions dues à l'inductance de fuite. On peut calculer cette surtension à l'aide d'un modèle simplifié du transformateur :

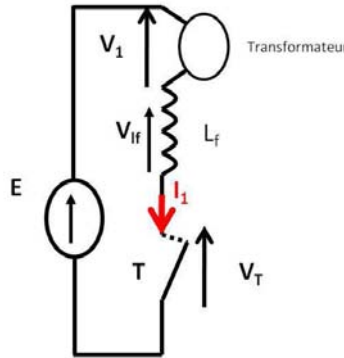


Figure II-6 : Alimentation lors de la commutation

Il s'agit ici de calculer la tension maximale aux bornes du transistor  $V_T$ , lors de la commutation. Pour cela, on considère un courant diminuant linéairement de sa valeur maximale à zéro lors du temps d'ouverture du transistor. La tension à ces bornes est donnée par l'équation suivante :

$$V_T = E - V_1 - l_f \cdot \frac{di_1}{dt} \quad \text{Équation II-14}$$

La valeur de  $V_1$  est égale à  $E$  au début de la séquence, mais augmente jusqu'au moment où le claquage se produit. Cependant nous avons vu plus haut que le temps de montée en tension était de quelques micro secondes, il est donc négligeable par rapport au temps d'ouverture du transistor qui est de quelques centaines de nano secondes. On peut donc considérer la tension  $V_1$  égale à  $E$  durant la phase d'ouverture du transistor. De plus en considérant une décroissance du courant linéaire pendant cette phase l'Équation II-14 devient:

$$V_T = l_f \cdot \frac{i_{1\_max}}{t_{off}} \quad \text{Équation II-15}$$

La valeur de la tension du transistor est donc inversement proportionnelle au temps de fermeture de ce dernier. Le temps de commutation ne doit pas être trop faible, afin de limiter la surtension. De plus l'intégralité de l'énergie contenue dans l'inductance de fuite est dissipée dans le transistor. Elle est probablement bien inférieure à la puissance maximale que peut dissiper le transistor. De plus, l'inductance de fuite n'étant pas localisée, la valeur réelle de l'inductance du primaire est inférieure à

celle mesurée précédemment qui prend en compte aussi l'inductance de fuite du secondaire. La tension calculée est donc surestimée.

Pour récapituler, le choix du transistor doit s'effectuer en considérant les critères suivants:

- Choisir la tension maximale de manière à ce qu'elle soit bien supérieure à la surtension apparaissant lors de la commutation. Cette tension dépendant fortement du temps de commutation il faudra aussi :
- Prendre en compte le temps de commutation lors du calcul de la tension;
- Faire attention à avoir un transistor pouvant dissiper suffisamment de puissance;
- Vérifier que le courant maximal de l'alimentation est inférieur au courant maximal supporté par le transistor;
- Vérifier que le courant moyen dans l'alimentation est supportable par le transistor.

En fonction des disponibilités des distributeurs, nous avons utilisé plusieurs types de transistor (**MOSFET** ou **IGBT**) qui fonctionnaient correctement. Nous n'allons pas les énumérer tous, mais en présenter un qui convient à tous ces critères. Il s'agit de l'**IXGH 16N170** de la société IXYS. Le temps de fermeture est de 290 ns. La tension maximale aux bornes du transistor pour un courant de 7 A est alors de :

$V_{Tmax}=1062\text{ V}$  ce qui est très inférieur à sa tension maximale soit 1700 V.

Le courant moyen admissible par ce transistor est de 16 A et son courant maximal 80 A. Cela convient tout à fait à notre alimentation, bien qu'il soit "surdimensionné" mais le coût de ce surdimensionnement est négligeable par rapport au coût total de l'alimentation. On pourrait utiliser un écrêteur comme dans la plupart des Flyback pour limiter la surtension qui induit ce surdimensionnement. Nous avons choisi de ne pas le faire pour plusieurs raisons détaillées ci-après.

## **1.6. Notes sur l'utilisation d'un écrêteur**

L'écrêteur a la propriété de limiter la tension aux bornes d'un composant. Lorsque la tension à ces bornes est supérieure à une certaine valeur, l'écrêteur devient actif et empêche la tension de monter au dessus d'une valeur choisie. Dans notre dispositif il serait théoriquement possible d'en utiliser un. Pour être efficace, la tension d'écrtage doit être alors comprise entre :

- La tension maximale aux bornes du transistor, soit à peu près 1000 V;
- La tension de décharge divisée par le rapport de transformation soit 450 V à laquelle s'ajoute la tension d'alimentation. En effet lorsque la tension monte au secondaire du transformateur, elle s'applique aux bornes du transistor. Si la tension d'écrtage est en dessous de cette valeur, la tension au secondaire n'atteindra pas la tension de claquage.

Technologiquement, il existe deux systèmes d'écrtage pour une alimentation Flyback: l'un utilisant une diode Zéner, et l'autre un réseau RCD (résistance diode condensateur) comme on peut le voir sur la Figure II-7.

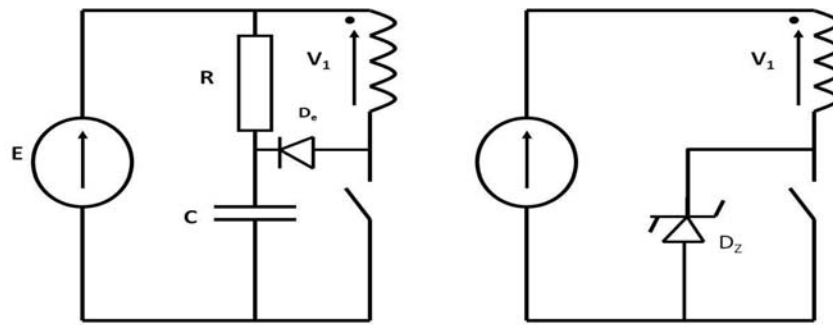


Figure II-7: Circuit écreteur. Circuit RCD; Circuit Zéner

En ce qui concerne l'écreteur utilisant la Zéner, lorsque la tension aux bornes de l'interrupteur dépasse la tension Zéner, le courant passe dans cette diode, et l'énergie contenue dans l'inductance de fuite est dissipée dans cette dernière. Un composant pouvant supporter de telles tensions n'existe pas; il n'est donc pas possible d'utiliser un tel dispositif.

Le fonctionnement de l'écreteur RCD est le suivant : lorsque la tension aux bornes du transistor dépasse la tension du condensateur (quasiment constante sur une période de fonctionnement), la diode devient passante et le courant charge le condensateur (augmentant légèrement la tension à ses bornes). Pendant la phase de conduction de la diode, l'énergie de l'inductance magnétisante est alors stockée dans le condensateur. Elle est ensuite dissipée dans la résistance lorsque la diode est bloquée, c'est-à-dire pendant le reste de la période de fonctionnement. La difficulté d'un tel dispositif vient du dimensionnement du condensateur pour que la tension à ces bornes soit quasiment constante et à la valeur désirée. La valeur de cette tension d'écrêtage dépend très fortement de la fréquence de fonctionnement et de la valeur de la résistance. Or notre dispositif doit pouvoir fonctionner pour des fréquences allant de quelques Hz, à deux kHz, il faudrait alors changer constamment ce condensateur ou la résistance pour pouvoir avoir une tension d'écrêtage constante. Notre alimentation perdrait son caractère modulable.

Pour ces raisons nous avons choisi de ne pas utiliser d'écreteur. Cela entraîne un surdimensionnement du transistor, mais l'alimentation reste beaucoup plus flexible. Nous avons toutefois utilisé une diode à bas coût en antiparallèle sur le transistor pouvant supporter une tension maximale qui est:

- inférieure à la tension maximale supportable par le transistor
- supérieure à la tension  $V_T$  calculée plus haut, soit :  $V_T = I_f \cdot \frac{i_{l\_max}}{t_{off}}$ .

Cette diode joue ici le rôle de "fusible". En effet, lorsque la tension à ses bornes devient supérieure à sa tension maximale, la diode devient un court circuit, elle est alors détruite, permettant ainsi de protéger le transistor beaucoup plus coûteux. Elle est utile en particulier dans le cas où il n'y aurait pas de décharge créée au secondaire, puisque dans ce cas la tension au secondaire du transformateur n'étant pas limitée, cela induit ainsi une tension importante sur l'interrupteur.

Notre dispositif possède tout de même un écreteur "naturellement" fonctionnel puisque pour le JSP, la tension au secondaire est limitée par sa tension disruptive.

En conclusion, nous avons dimensionné une alimentation inductive de manière à ce qu'elle puisse fournir une énergie de 50 mJ jusqu'à 2 kHz. A plus basse fréquence, elle est capable de fournir une énergie de 200 mJ. Cette limitation en puissance provient de la source continue que nous utilisons. Nous allons maintenant étudier les décharges générées afin de vérifier le bon fonctionnement de l'alimentation. Nous allons aussi étudier la manière dont est dissipée l'énergie dans la décharge, et proposer un modèle électrique équivalent.

## **2. Décharge créée par l'alimentation inductive**

Cette section s'intéresse au comportement électrique de la décharge vis-à-vis cette l'alimentation. Nous allons tout d'abord présenter sommairement les outils de caractérisation électrique et ensuite le fonctionnement de l'alimentation afin de voir s'il correspond aux caractéristiques attendues (fréquence de 2 kHz, et énergie de 200 mJ dissipée dans la décharge).

### **2.1. Outil de caractérisation électrique**

La mesure de tension en sortie de l'alimentation se fait par l'intermédiaire d'une sonde haute tension TEKTRONIX P6015A ayant un gain de 1/1000. Cette sonde permet de visualiser des signaux très rapides, car sa bande passante est de 75 MHz. De plus elle permet de visualiser un signal continu de 20 kV et des pics de tension de 40 kV pendant 100 ms. Le courant de décharge est mesuré grâce à des transformateurs de courant PEARSON 4100 pour les " faibles courants", et PEARSON 410 pour les courants supérieurs à 100 A. La sonde PEARSON 4100 a une bande passante de 100 MHz et un gain de 1V/A. La PEARSON 410 possède une bande passante un peu inférieure (45 MHz), et un gain de 0.1V/A. Ces signaux sont ensuite transmis à un oscilloscope numérique (LECROY Wavesurfer 64MXs-A) par l'intermédiaire de câbles coaxiaux. La bande passante de cet oscilloscope est de 600 MHz, sa résolution verticale est codée sur 8 bits. On peut augmenter la résolution verticale mais au prix d'une diminution de la bande passante :

- +1.5 bit, diminue la bande passante à 151 MHz
- + 3 bit, diminue la bande passante à 20 MHz

Cette baisse de bande passante est due à la profondeur mémoire de l'appareil. Nous utilisons l'une ou l'autre des solutions suivant la durée des phénomènes observés.

### **2.2. Fonctionnement de l'alimentation**

Nous présentons ici le fonctionnement de l'alimentation sans production de décharge, pour visualiser la conduction des différents composants. Une séquence de fonctionnement est présentée sur la Figure II-8.

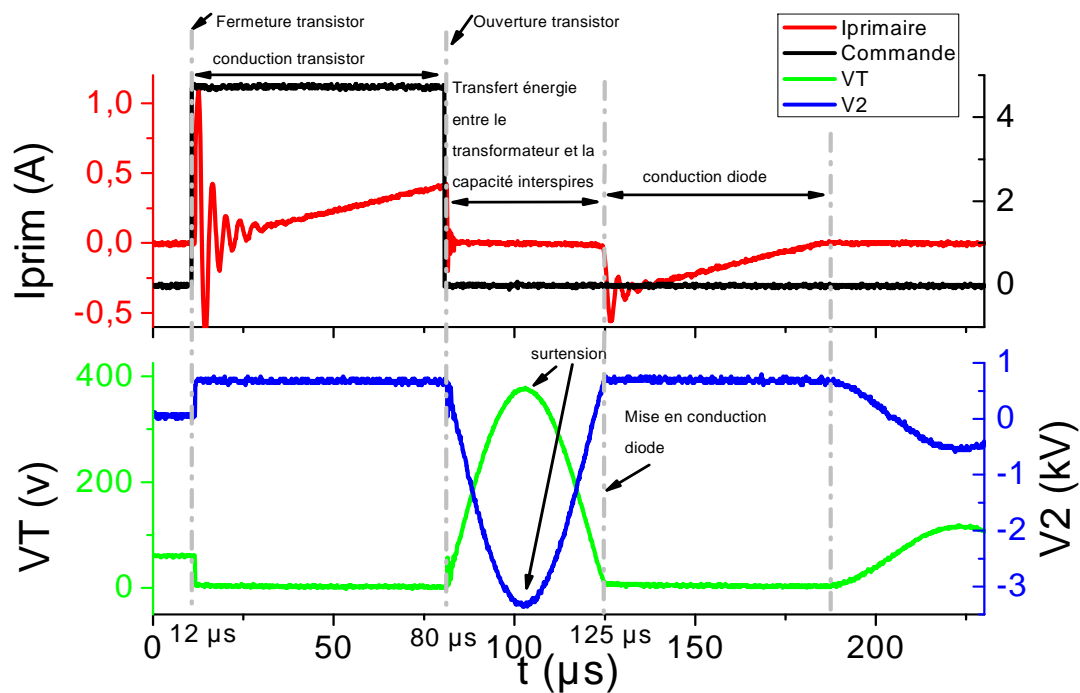


Figure II-8 : Fonctionnement de l'alimentation inductive

Lorsque la commande est à son niveau haut (+5V), à partir de 12  $\mu\text{s}$ , le transistor est passant, l'intensité croît linéairement dans le transformateur, stockant ainsi de l'énergie dans son noyau magnétique. Au début de cette phase on remarque des oscillations sur le courant avant sa croissance linéaire. Ces oscillations sont induites par la mise en court-circuit de la capacité drain-source du transistor par ce dernier. Avant la fermeture du transistor, une tension de 60 V est appliquée entre le drain et la source. La fermeture rapide du transistor fait chuter cette tension brutalement, induisant un pic de courant et des oscillations.

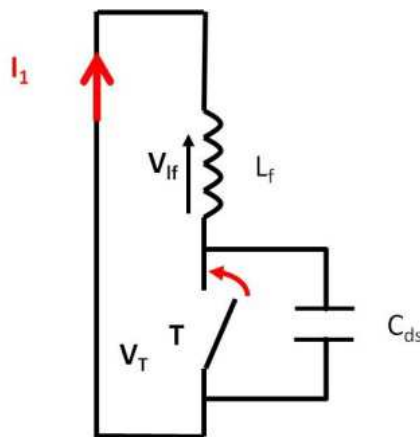


Figure II-9 : Schéma équivalent dynamique lors de la fermeture du transistor.

Pour comprendre l'origine de ces oscillations, nous présentons le schéma dynamique lors de la fermeture. Un schéma dynamique consiste à retirer tout les éléments continus, dans notre cas la source d'alimentation. De plus à cette fréquence d'oscillation (260 kHz), l'inductance se comporte comme un

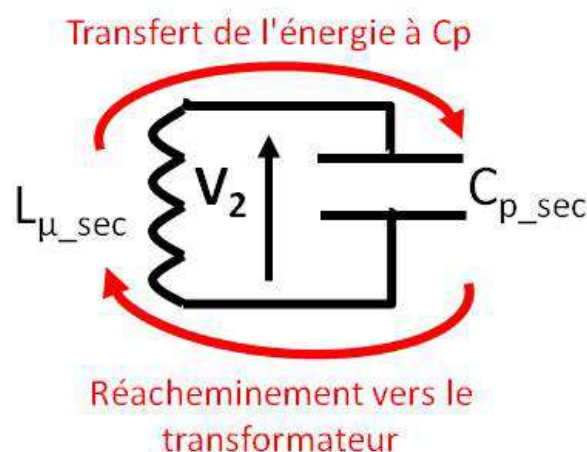
circuit ouvert. Le schéma équivalent revient donc à la mise en série de la capacité drain source  $C_{ds}$  avec l'inductance de fuites du transformateur  $L_f$ .

En faisant une identification rapide sur la fréquence des oscillations et le courant maximal nous trouvons :

- Une capacité de l'ordre de  $C=10\text{ nF}$
- Une inductance de  $L=50\text{ }\mu\text{H}$

Ces valeurs confirment le fait que ces oscillations proviennent bien de la capacité drain source du MOSFET, et de l'inductance de fuite du transformateur. L'amortissement de ces oscillations serait alors lié à la résistance des fils du transformateur. Ces oscillations sont trop rapides pour pouvoir être vues par l'inductance magnétisante. De plus il est impossible que l'énergie contenue dans la capacité parasite du transistor (environ  $18\text{ }\mu\text{J}$ ) soit transférée dans le circuit magnétique du transformateur puisque lors du pic de courant (environ  $1\text{ A}$ ) il y aurait une énergie de  $5\text{ mJ}$  dans le circuit magnétique.

Lorsque la commande du transistor est à nouveau à zéro, à partir de  $80\text{ }\mu\text{s}$ , le primaire est à nouveau ouvert, et le courant s'annule après oscillations (cette fois très rapides) induites par la capacité parasite des fils du primaire et par l'inductance de fuites du transformateur. Une surtension se crée sur le transistor, mais elle est très faible sur la Figure II-8, car le courant primaire maximal et donc l'énergie stockée sont extrêmement faibles. Les tensions du secondaire du transformateur ( $V_2$ ) et aux bornes du transistor ( $V_t$ ) vont alors croître rapidement, mais il n'y aura pas de décharge générée, puisque le courant maximal au primaire est trop faible pour produire une tension supérieure à la tension de claquage. Ces tensions vont ensuite diminuer jusqu'à ce que la tension sur le transistor s'annule. D'un point de vue énergétique, l'énergie contenue dans le transformateur est transférée en totalité à la capacité parasite du secondaire (valeurs maximum de  $V_2$ ), elle est ensuite réacheminée dans le circuit magnétique du transformateur comme on peut le voir sur la figure suivante :



*Figure II-10: transfert de l'énergie entre le transformateur et la capacité inter spires*

L'énergie est alors à nouveau stockée dans le transformateur, mais cette fois la tension aux bornes de l'interrupteur est nulle. Après  $125\text{ }\mu\text{s}$ , l'interrupteur étant constitué d'un transistor (MOSFET ou IGBT) et d'une diode montée en antiparallèle, cette dernière va se mettre en conduction puisque la tension à

ses bornes devient nulle. Le flux ne pouvant subir de discontinuité, et la diode étant maintenant passante, le courant va pouvoir passer du côté primaire. L'énergie stockée dans le transformateur va donc être renvoyée à la source de tension continue via cette diode. Cette dernière n'a donc pas seulement un rôle de fusible puisqu'elle permet aussi de renvoyer l'énergie qui n'aurait pas été consommée par la décharge à la source de tension. La Figure II-8 nous a permis de comprendre les phénomènes qui interviennent lorsque la décharge ne se développe pas (oscillations, transfert d'énergie...).

Nous présentons un exemple de fonctionnement à 2 kHz de l'alimentation avec création de décharge sur la Figure II-11. Après 0  $\mu\text{s}$ , le courant primaire augmente toujours linéairement stockant de l'énergie dans le transformateur, la tension aux bornes du transformateur est dans cette phase égale à 600V soit la tension d'alimentation multipliée par le rapport de transformation. Après 200  $\mu\text{s}$ , la tension aux bornes de la décharge (ou secondaire transformateur) monte ensuite très rapidement jusqu'à arriver à la tension de claquage. Sur la Figure II-11, on ne voit pas exactement la valeur de la tension de claquage puisque l'échantillonnage est ici trop faible.

Lors de l'amorçage on peut observer un pic de courant très important dans la décharge qui semble osciller, il sera intéressant d'étudier ce phénomène par la suite. Une fois la décharge établie, la tension à ces bornes est continue et égale à 400 V, et le courant décroît linéairement. C'est donc l'inductance magnétisante qui contrôle le courant de la décharge. Lorsque ce dernier s'annule, après 400  $\mu\text{s}$ , la décharge s'éteint et la tension du secondaire remonte progressivement jusqu'à la valeur de  $E.m=600\text{V}$ . Le cycle peut alors recommencer.

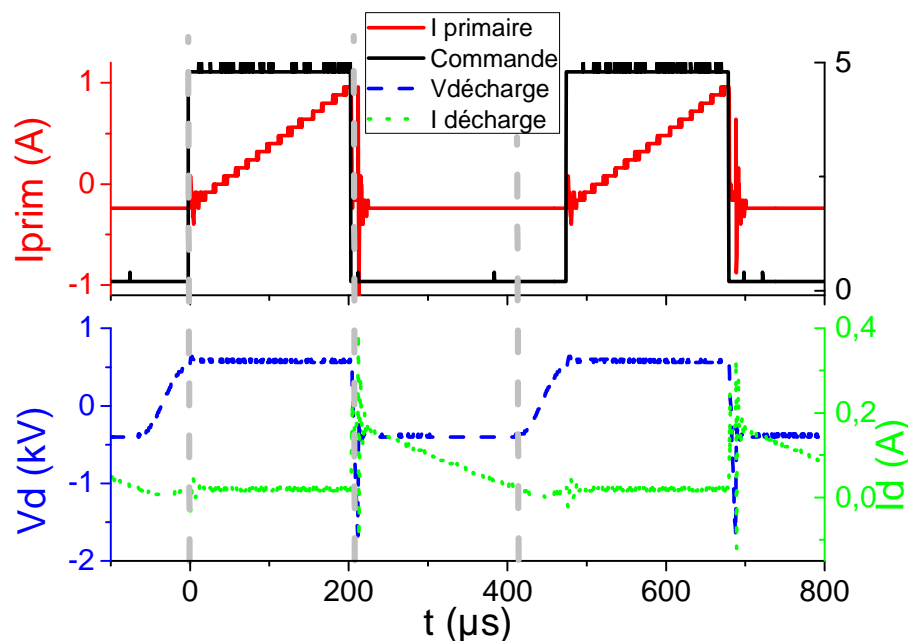


Figure II-11 : Fonctionnement de l'alimentation inductive à 2kHz



On remarque dans l'exemple ci-dessus que toute l'énergie stockée dans le transformateur est dissipée dans la décharge puisqu'aucun courant ne passe dans la diode du primaire après l'extinction de la décharge.

L'alimentation inductive semble fonctionner comme prévu, en imposant sous une tension continue, un courant décroissant linéairement. Des nouvelles questions sont toutefois soulevées :

- Quels paramètres influent sur la valeur maximale du courant lors de l'amorçage ?
- Quels paramètres jouent sur la tension de sortie durant la décharge ?
- L'énergie stockée dans le transformateur est-elle entièrement transférée à la décharge ?

Les réponses à ces questions sont développées dans les parties suivantes.

### 2.3. Amorçage de la décharge

Il est intéressant de comprendre comment la décharge se développe avec cette alimentation, et notamment de quantifier l'énergie dissipée dans cette phase. Nous présentons sur la figure suivante les grandeurs électriques de la décharge lors de l'amorçage. D'emblée, on remarque que la valeur de l'énergie emmagasinée dans le transformateur ne modifie pas l'amorçage puisque toutes les courbes se superposent. Après avoir expliqué les différents mécanismes d'amorçage de cette décharge, nous pourrons donner une explication à ce phénomène.

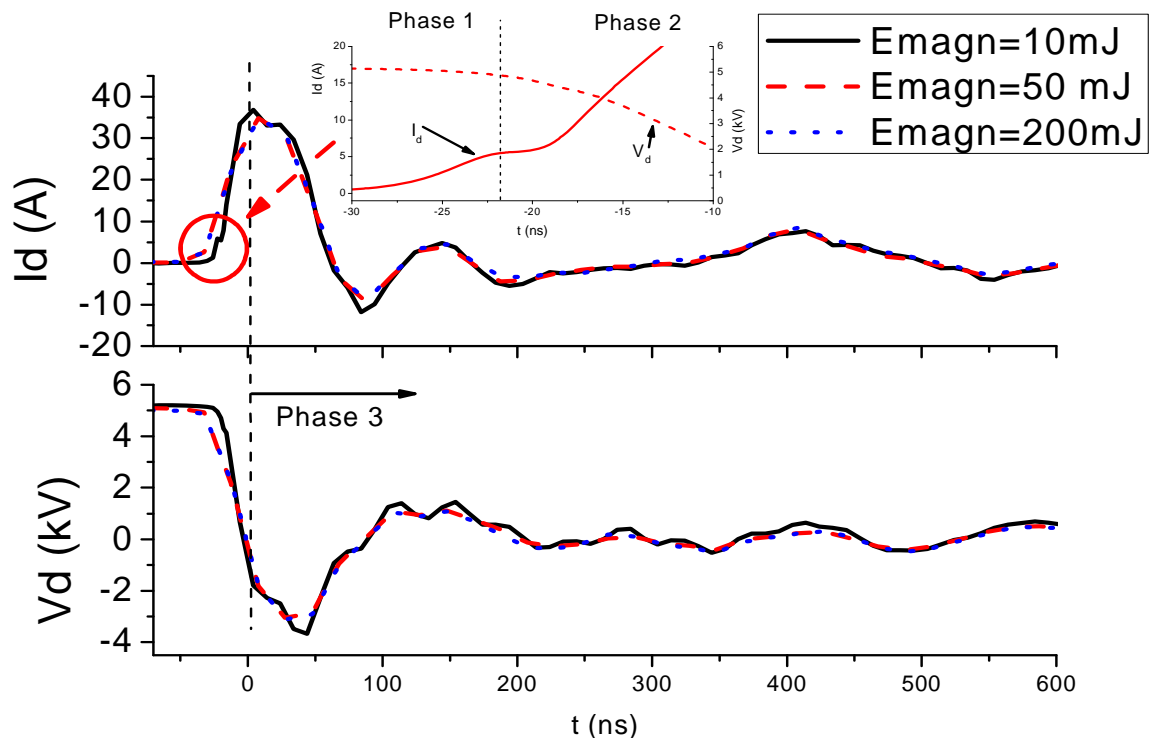


Figure II-12 : Caractéristique électrique de la décharge lors de l'allumage pour différentes énergies à 10 Hz

L'allumage de la décharge est extrêmement rapide puisqu'en 25 ns le courant atteint 35 A. Le milieu devient donc conducteur extrêmement rapidement. De plus cette durée est compatible avec les vitesses de propagation des streamers ( $10^7$  cm/s) à la pression atmosphérique [40], [110]. L'espace inter

électrodes dans le JSP étant de 1.3 mm, la durée de propagation du streamer dans notre actionneur serait dans ces conditions de 14 ns. Un récent article décompose le développement du streamer à partir des courbes courant-tension de la décharge [111]. Même si cette étude a été menée dans une décharge à barrière diélectrique avec des amplitudes de courants plus faibles, les résultats obtenus sont transposables ici. Sewraj [111] décompose le développement du streamer en 2 phases principales renseignées dans un onglet de la Figure II-12:

- Phase 1 : Propagation de l'avalanche électronique. Cette phase se caractérise par une croissance exponentielle des espèces chargées partout dans l'espace inter électrodes, et donc de la charge d'espace. Logiquement, le courant atteint un pic à la fin de cette phase, correspondant à l'arrivée des électrons sur l'anode. Dans notre cas on devine ce pic mais il n'est pas marqué très nettement du fait de l'échantillonnage de nos mesures. Pendant cette phase le milieu n'est que faiblement conducteur puisque la tension est quasi constante, donnant ainsi une accélération maximale aux espèces chargées.
- Phase 2 : Phase de propagation de l'onde d'ionisation vers la cathode ou streamer. L'onde d'ionisation est ici une charge d'espace positive, puisque constituée majoritairement d'ions positifs. L'émission secondaire d'électrons à la cathode accélère cette charge d'espace. Ainsi le courant croît très rapidement. La fin de cette phase se manifeste par l'arrivée de l'onde d'ionisation à la cathode, et se traduit électriquement par la fin de la montée du courant et donc le courant maximal. La multiplication des espèces chargées rend le milieu plus conducteur, c'est pourquoi la tension chute rapidement et que l'on observe une montée très rapide du courant. C'est cette phase qui est considérée comme étant le streamer à proprement parler. Après cette phase un phénomène de gaine apparaît à la cathode puisqu'il y a une concentration d'espèces chargées.
- Dans la 3<sup>ème</sup> phase, les charges sont majoritairement concentrées aux abords des deux électrodes, on appelle ces zones gaines cathodique et anodique. Le front d'ionisation étant arrivé à la cathode, cette zone est en général plus dense et plus épaisse. Tout le champ électrique est concentré dans la gaine cathodique. Il est donc quasiment constant est presque nul, entre ces deux gaines, empêchant ainsi la multiplication des espèces dans cette zone. La zone cathodique étant le siège d'un fort gradient de champ électrique, elle va s'agrandir aussi rapidement que le courant va diminuer. C'est donc dans cette zone que la chute de tension sera la plus élevée.

Le plasma est ensuite établi, on observe de faibles "oscillations" sur le courant et la tension. Il est difficile de savoir si elles proviennent du plasma ou bien du circuit électrique environnant. La durée entre les quatre premiers extrema locaux du courant semble être la même, ce qui accréderait l'hypothèse selon laquelle les oscillations proviennent d'éléments de l'alimentation.

Néanmoins, sur des temps plus longs, elle ne semble pas avoir de fréquence privilégiée, il est donc difficile d'imaginer qu'elles soient provoquées par des éléments électriques.

D'autre part, les oscillations sur la tension sont plus "accidentées" ou plus amplifiées. Cette amplification est liée à la présence de l'inductance de fuites du transformateur. En effet, une légère discontinuité sur le courant est directement accentuée sur la tension dès lors que celle-ci est localisée sur un circuit inductif.

Ces oscillations pourraient donc provenir du plasma, et induire des variations sur le courant qui sont ensuite amplifiées par le secondaire du transformateur qui est fortement inductif. On peut donc imaginer le schéma suivant :

- Après la phase d'ionisation, le courant dans la décharge chute brutalement induisant ainsi une variation sur la tension d'alimentation de la décharge (on observe sur la Figure II-12, une diminution de la tension).
- Cette chute de la tension est donc appliquée au plasma, modifiant ainsi le champ électrique appliquée sur la décharge et plus particulièrement sur la gaine cathodique. Ce champ va induire un léger déplacement des charges présentes dans le plasma, et donc une modification du courant.
- Cette légère augmentation de courant va à son tour induire une discontinuité sur la tension et ainsi de suite
- L'amortissement et l'annulation de ces oscillations s'expliquent par le fait que les perturbations sur les charges d'espace sont de plus en plus faibles, induisant des variations de courants et donc de tensions d'autant plus réduites.

Cette explication n'est qu'une hypothèse, impossible à vérifier expérimentalement puisque l'on ne peut pas mesurer dans notre système les déplacements de charge d'espace. Nous avons essayé de voir ces déplacements avec des photographies rapides de la décharge mais à ce stade du cycle, la décharge n'est pas assez lumineuse.

La part d'énergie dissipée pendant la phase d'allumage est calculée à partir des relevés de courant et de la tension de la Figure II-12. Son calcul est donné par l'équation suivante :

$$E_{d\_ionisation} = \int_{t\_ionisation} v_d(t).i_d(t).dt$$

**Équation II-16**

Les courbes courant-tension étant les mêmes dans tous les cas de figure quelle que soit l'énergie emmagasinée, l'énergie dissipée lors de l'allumage est tout le temps égale à 3.5 mJ. Cette énergie est entièrement dissipée dans la phase d'ionisation puisqu'elle s'établit à 3.4 mJ durant la 2<sup>ème</sup> phase et à seulement 0.1 mJ durant la 1<sup>ère</sup> phase. Dans la 3<sup>ème</sup> phase, on considère que la phase d'ionisation est terminée et que la décharge est établie. En effet, après ces oscillations le courant qui semble être quasiment nul a toutefois une valeur de plusieurs mA; le plasma est donc entretenu et de l'énergie est encore dissipée.

Nous allons donc étudier l'évolution de la décharge après la phase d'allumage, afin de quantifier l'énergie transférée durant cette phase. La partie suivante permettra également de mettre en évidence le comportement électrique de la décharge.

## 2.4. Evolution temporelle de la décharge

Les courbes courant-tension de la décharge présentée dans la partie précédente n'étaient qu'un zoom sur l'allumage de la décharge. Nous allons maintenant présenter leurs évolutions une fois le plasma entretenu.

La Figure II-13 présente l'évolution des grandeurs électriques de la décharge en fonction du temps pour différentes énergies contenues dans le transformateur. Après l'allumage de la décharge, on aperçoit des oscillations sur le courant différentes de celles observées plus haut. Elles apparaissent en effet quelques microsecondes après l'allumage, et sont d'après leur fréquence d'oscillation provoquées par l'inductance de fuites du transformateur [103]. Le courant décroît ensuite linéairement. La tension chute plus brutalement, et se stabilise à une valeur constante de 450 V quelle que soit l'énergie contenue dans la décharge. Cette tension baisse légèrement avec l'énergie contenue dans le transformateur mais cette baisse est assez insignifiante. Nous discuterons par la suite pourquoi la décharge est soumise à cette tension bien particulière. Toutefois à la vue de ces courbes, il s'agirait d'une décharge lumineuse normale (ou glow) [48], [49], [58], [59], [62], [66], [112–114] à fort courant assez similaire à celle des micro décharges. Ces décharges se caractérisent par une tension constante quel que soit le courant [40].

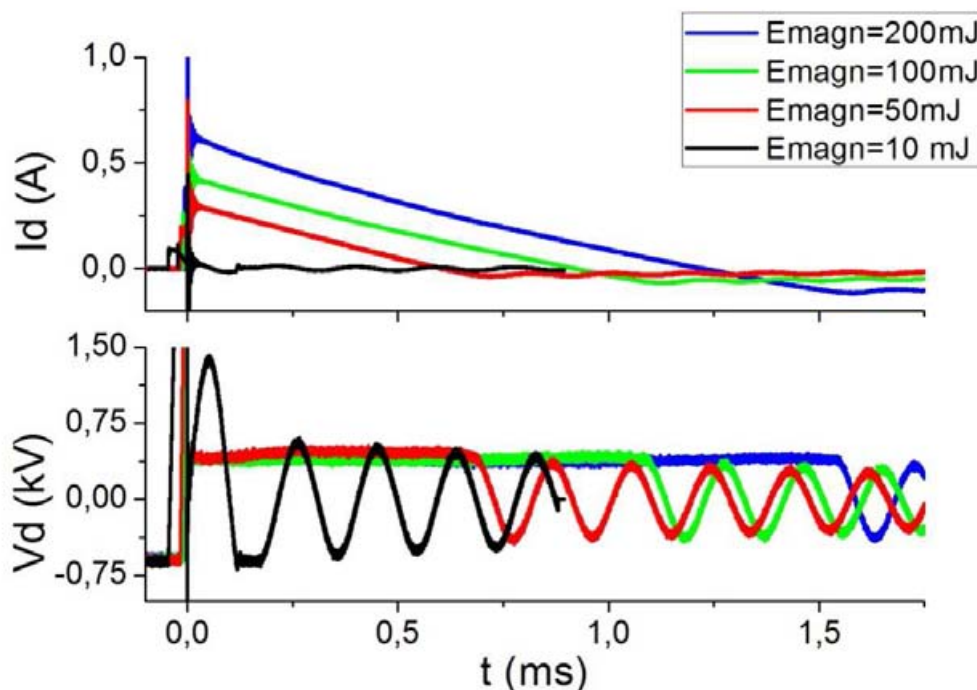


Figure II-13 : Evolution de la décharge pour différente énergie stockée dans le transformateur

Pour l'énergie de 10 mJ, on remarque une décharge différente puisque la tension ne se stabilise pas à une tension constante. En effet une partie importante de l'énergie est dissipée durant l'amorçage, et il

semble que le transformateur ne contienne plus assez d'énergie pour permettre le passage à une décharge lumineuse. Dans les deux cas de figure (passage ou non à une décharge glow), lorsque la décharge s'éteint, la tension diminue jusqu'à apparition des oscillations. Ce phénomène indique que l'intégralité de l'énergie stockée dans le transformateur n'est pas transférée à la décharge. Après la décharge, l'énergie est dissipée dans la résistance des fils du transformateur, elle oscille entre l'inductance magnétisante et les capacités parasites du transformateur, des fils et de l'actionneur, puisque ces oscillations ne se manifestent pas sur le courant de décharge. De plus cette fréquence d'oscillation est de 5.9 kHz, alors que le circuit équivalent formé des capacités parasites et de l'inductance magnétisante à une fréquence propre de 6.7 kHz. Ces fréquences étant très proches, c'est bien le circuit équivalent en question qui est à l'origine de ces oscillations. Nous allons par la suite étudier la manière dont est transférée l'énergie à la décharge, mais nous allons tout d'abord essayer d'établir un modèle électrique équivalent de la décharge.

#### 2.4.1. *Modèle électrique équivalent*

La Figure II-13 nous permet de donner un modèle électrique de la décharge. En effet, quel que soit le courant de décharge ou l'énergie stockée dans le transformateur, la tension est constante et a la même valeur. La décharge réagit donc comme une source de tension constante et le courant est imposé par l'inductance magnétisante. On peut en effet réduire le transformateur à son inductance magnétisante secondaire, car l'impédance inductive est bien supérieure à celle des capacités parasites. Le schéma équivalent est donc le suivant :

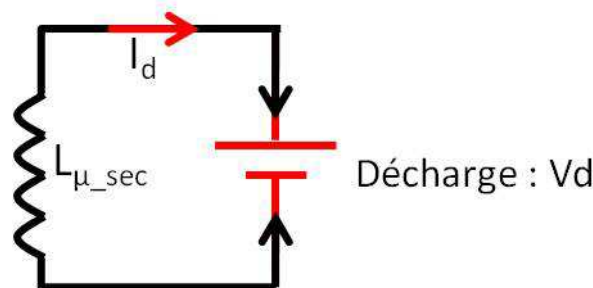


Figure II-14 : Schéma électrique équivalent de la décharge

On peut très facilement déterminer l'évolution du courant à partir de l'équation :

$$I_d(t) = -\frac{V_d}{L_{\mu\_sec}}.t + I_d(0) \quad \text{Équation II-17}$$

Le courant décroît linéairement puisque la tension de décharge est constante. Cette dernière ne changeant pas avec l'énergie contenue dans le transformateur, la pente du courant est toujours la même, ce que l'on peut aisément vérifier en se reportant à la Figure II-13. L'inductance magnétisante permet de contrôler la décroissance du courant et donc de limiter le courant de décharge. Elle ralentit le courant et empêche l'échauffement de la cathode et donc la transition à l'arc. En effet dans une

décharge luminescente à pression atmosphérique, lorsque le courant devient trop important, l'émission secondaire de la cathode s'accélère par effet thermoélectronique et favorise ainsi la transition à l'arc.

L'influence de l'énergie stockée dans le transformateur ne se manifeste que sur le courant initial de la décharge. Il est important de ne pas confondre le courant initial à l'amorçage du plasma et le courant maximal imposé par la source de courant. Ce dernier est visible sur la Figure II-14 : c'est le courant obtenu juste après la phase d'allumage, il est de quelques centaines de mA, donc largement plus faible que les 30 A du courant initial. On peut déterminer sa valeur en appliquant la loi d'Hopkinson, et en considérant qu'il n'y a pas de perte dans le transformateur entre l'instant de fin de magnétisation et le début de la décharge. La relation entre le courant maximal du primaire et le courant au début de la décharge est donnée par l'équation suivante :

$$I_d(0) = \frac{n_1}{n_2} \cdot I_{1\_max} = \frac{I_{1\_max}}{m} \quad \text{Équation II-18}$$

Nous avons vérifié ceci expérimentalement comme on peut le voir sur la figure suivante :

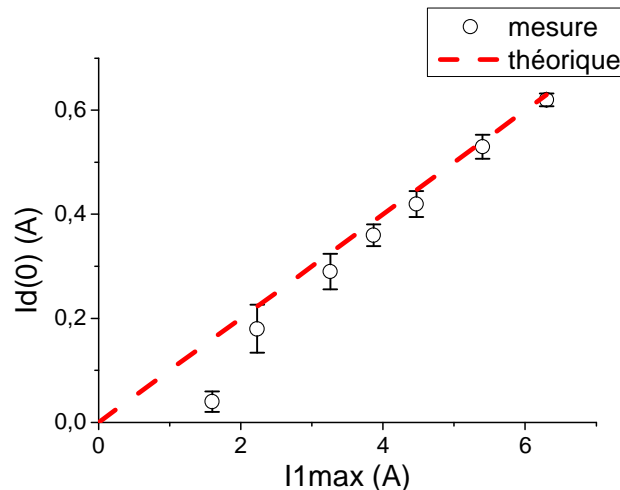


Figure II-15 : Courant initial de décharge en fonction du courant maximal du primaire

Sauf pour le premier cas correspondant à une faible énergie, cette relation théorique est à peu près vérifiée. Dans ce calcul nous considérons qu'il n'y a aucune perte dans le transformateur, ce qui est certainement très proche de la réalité. En revanche si l'on prend aussi en compte l'énergie dissipée lors de l'amorçage, pour le premier point de la Figure II-15, l'énergie stockée dans le transformateur est de 8mJ alors que l'énergie dissipée lors de l'allumage est de 3.5 mJ. Ainsi le courant au début de la décharge est beaucoup plus faible que prévu.

Pour les autres points la relation sur le courant maximal est de plus en plus proche de la relation théorique, puisque cet écart de 3.5 mJ devient négligeable au fur et à mesure que l'énergie augmente et donc que le courant augmente.

Au vu de l'Équation II-16, le courant initial de décharge influence la durée de la décharge, puisque la vitesse de décroissance du courant est gouvernée par l'inductance magnétisante qui est toujours la même. L'énergie stockée dans le transformateur influence donc aussi la durée de la décharge.

Ce modèle électrique nous a permis de mieux comprendre plusieurs phénomènes :

- L'inductance magnétisante permet de contrôler le courant de décharge et empêche ce dernier d'augmenter trop rapidement;
- L'énergie stockée dans le transformateur influence le courant en début de décharge;
- La tension de décharge est tout le temps constante quel que soit le courant, nous sommes donc en présence d'une décharge lumineuse normale.

Nous allons maintenant nous pencher sur ce dernier point et essayer de comprendre ce que ce phénomène induit sur le comportement de la décharge.

#### 2.4.2. Tension durant la décharge

La valeur de tension de décharge est constante quelle que soit l'énergie stockée dans le transformateur et donc quel que soit le courant de décharge. En effet nous sommes en présence d'une décharge lumineuse normale, et dans ce type de décharge, une fois le plasma amorcé, la tension n'est pas modifiée par le courant.

Certains auteurs ont montré que la valeur de la tension de décharge change avec la pression à laquelle elle est développée [47], [48], [50]. Schoenbach affine cette hypothèse en montrant que cette tension dépend du produit pression-diamètre de l'électrode [115]. Enfin Staack a montré que la distance inter électrodes joue aussi sur ce paramètre [58]. Il est assez difficile de donner une loi générale de l'évolution de cette tension constante en fonction de paramètres expérimentaux, une modélisation complexe comme celle effectuée par Fialla [116], permet de déterminer par calcul cette valeur. Il n'existe donc pas de loi très simple, néanmoins certains auteurs ont trouvé dans les conditions identiques à la notre (pression atmosphérique dans l'air, écartement inter électrodes d'environ 1 mm, et diamètre de l'électrode de 1 mm) une tension constante de 400 V lors de leur décharge [47], [48], [66]. Takaki, lui, trouve pour une distance inter électrodes 10 fois supérieure à la notre et à la pression atmosphérique une tension 10 fois plus grande [114].

Si l'on veut donner une interprétation physique de ce phénomène, il faut partir du principe que dans une décharge lumineuse normale la densité de courant reste constante [40], [49], [115]. Dans ce genre de décharge, le gradient de potentiel se situe majoritairement dans la gaine cathodique. La tension étant constante quel que soit le courant, la hauteur de la gaine cathodique ne varie pas avec ce dernier. Lorsque le courant diminue c'est donc le diamètre de la gaine de décharge qui diminue afin de garder la densité de courant constante. Notre décharge reste en régime normal d'une glow tant que ce diamètre ne dépasse pas le diamètre de l'électrode. En effet si la décharge venait à le dépasser, cette dernière ne serait plus soumise à l'émission secondaire sur toute sa largeur, la densité de courant ne pourrait plus être maintenue constante.

Cette valeur de 400 V est donc liée à plusieurs paramètres (diamètre de l'électrode, pression, distance inter électrodes, température...), et induit une hauteur de gaine constante quel que soit le courant dissipé dans la décharge.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de cette tension sur l'énergie dissipée durant les décharges.

## 2.5. Energie dissipée dans la décharge

Ce paramètre est essentiel dans le fonctionnement de l'actionneur. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre que la vitesse de jet est directement liée à l'énergie dissipée dans la décharge. Nous allons dans cette partie estimer la proportion de l'énergie stockée dans le transformateur dissipée dans la décharge.

Pour le calcul de l'énergie, il faut prendre en compte la part de l'énergie dissipée dans les fils. Nous avons donc mesuré la résistance des fils par une méthode courant-tension. Sur les exemples développés ici, la résistance des fils est de  $0.5 \Omega$ .

L'énergie est calculée à partir de l'équation suivante :

$$E_d = \int_{\text{durée\_décharge}} v_d(t) \cdot i_d(t) \cdot dt - R_{\text{fil}} \cdot \int_{\text{durée\_décharge}} i_d^2(t) \cdot dt + E_{d\_ionisation} \quad \text{Équation II-19}$$

Le calcul est effectué à partir de courbes semblables à celles de la Figure II-13. Nous traçons sur la Figure II-16 l'énergie dissipée dans la décharge en fonction de l'énergie stockée dans le transformateur.

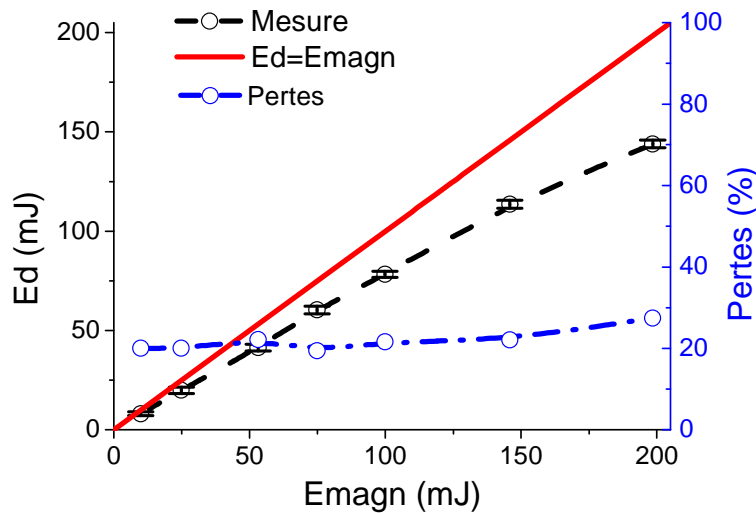


Figure II-16 : Energie dissipée dans la décharge

On remarque que l'énergie stockée dans le transformateur est supérieure à celle dissipée dans la décharge. La différence entre les deux n'est pas due à l'énergie dissipée dans la résistance puisque pour  $E_{\text{magn}}=200\text{mJ}$ , seuls  $65 \mu\text{J}$  sont perdus dans la résistance; les courants sont en effet très peu élevés (inférieurs à 1 A). Il n'y a pas non plus de pertes dans le transformateur puisque le courant en début de décharge est égal au courant maximum divisé par le rapport de transformation (Figure II-15). L'énergie disponible en début de décharge dans le transformateur n'est donc pas entièrement dissipée dans la décharge. Sur la Figure II-13, ce phénomène apparaît clairement puisque lorsque la décharge s'éteint, c'est-à-dire lorsque le courant arrête de décroître, la tension au secondaire du transformateur



continue à osciller. Ces oscillations montrent bien qu'il reste de l'énergie dans le transformateur après la décharge, le reliquat est donc dissipé dans la résistance des fils du transformateur.

En outre, les pertes sont à peu près constantes puisqu'elles sont toujours d'environ 20 à 30 %. Cette alimentation a tout de même une efficacité énergétique de 80%. Néanmoins, l'énergie ne peut pas être l'unique critère quant à l'efficacité de l'alimentation. En effet une énergie donnée dissipée en 1  $\mu$ s ou en 1 heure ne produit pas les mêmes résultats. Afin de comprendre à quelle vitesse se dissipe l'énergie dans la décharge nous allons nous intéresser maintenant à sa durée.

## 2.6. Durée de la décharge

Pour cette alimentation, la durée de la décharge est définie entre l'instant d'amorçage de la décharge et l'instant à partir duquel le courant ne décroît plus. Nous allons tout d'abord donner une expression théorique de la durée de la décharge en fonction de l'énergie stockée dans le transformateur. Pour cela, on considère que toute l'énergie contenue dans le transformateur est dissipée dans la décharge. Ainsi nous verrons sous quelle condition la durée de la décharge est trop courte pour dissiper l'intégralité de l'énergie stockée dans le transformateur.

La durée de décharge peut être donnée par la relation :

$$t_{dech} = \frac{I_d(0) \cdot L_{\mu\_sec}}{V_d} \quad \text{Équation II-20}$$

En exprimant le courant initial en fonction de l'énergie contenue dans le transformateur, ainsi :

$$t_{dech} = \frac{1}{V_d} \cdot \sqrt{2 \cdot E_{magn} \cdot L_{\mu\_sec}} \quad \text{Équation II-21}$$

De la même manière, on peut donner le temps de magnétisation en fonction de l'énergie stockée :

$$t_{magn} = \frac{1}{E} \cdot \sqrt{2 \cdot E_{magn} \cdot L_{\mu}} \quad \text{Équation II-22}$$

Nous présentons sur la courbe suivante la durée de la décharge et la durée de magnétisation en fonction de l'énergie contenue dans le transformateur. Les points expérimentaux, ainsi que les durées théoriques données par les Équation II-21 et Équation II-22, sont présentées. Nous avons ajouté une courbe supplémentaire représentant la durée théorique multipliée par 0.8; elle prend en compte les pertes mises en évidence dans la section précédente.

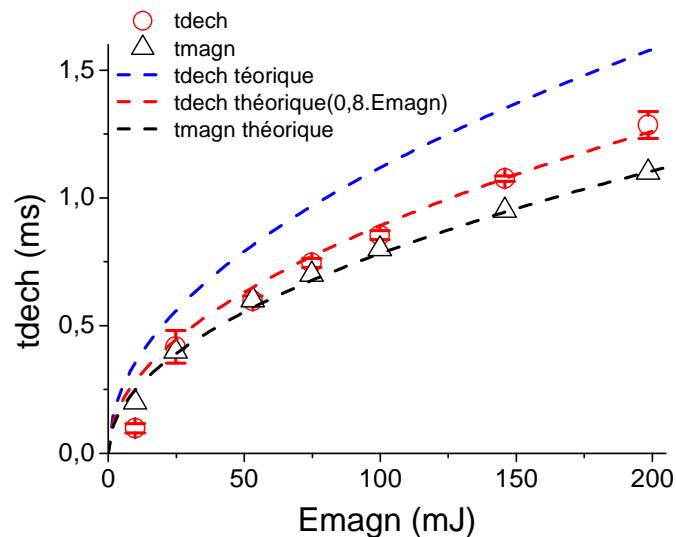


Figure II-17 : Evolution de la durée de la décharge et de la durée de magnétisation en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge

Tout d'abord, les points expérimentaux montrent clairement que les durées de décharge et de magnétisation sont quasiment égales. Pour le temps de magnétisation, la durée théorique est quasiment égale aux mesures expérimentales. En ce qui concerne la durée de la décharge, la courbe théorique est beaucoup plus élevée. Ceci indique que le temps de décharge devrait être plus élevé que ce que nous avons mesuré. La courbe théorique coïncide lorsque l'on ajoute un coefficient de 0.8 devant l'énergie stockée dans le transformateur. Autrement dit, la prise en compte des pertes permet d'ajuster la courbe théorique aux mesures. L'énergie stockée dans le transformateur étant entièrement disponible en début de décharge, et comme la totalité n'est pas dissipée durant cette dernière, la durée du plasma est réduite par rapport à ce qu'elle devrait être en théorie. Ainsi, le fait que l'énergie ne soit pas entièrement dissipée dans la décharge modifie la durée de cette dernière.

Ensuite les durées de décharges sont relativement longues et peuvent atteindre des durées supérieures à la milliseconde, l'énergie n'est donc pas dissipée instantanément. Il sera intéressant de voir comment cela agit sur le jet d'air produit par l'actionneur.

Enfin, lors du dimensionnement de l'alimentation, nous n'avons pas pris en compte les effets de la décharge. Les durées de décharges ont entre autres été négligées. Nous avons donc implicitement considéré que la durée de décharge était négligeable par rapport au temps de magnétisation. On s'aperçoit au vu de la Figure II-17 que ce n'est pas du tout le cas, et qu'elles sont du même ordre de grandeur. La plage de fonctionnement en sera donc fortement affectée. En effet la durée de magnétisation influence directement sur l'énergie dissipée dans la décharge. A haute fréquence elle sera donc inférieure à ce que nous avons prévu. On peut d'ailleurs, à partir de la durée de magnétisation, déterminer la limite de fonctionnement en fréquence, en considérant le temps de magnétisation égal à la durée de la décharge. Pour une fréquence donnée, l'énergie maximale pouvant être dissipée devient alors

$$E_{\text{magn}} = \frac{E^2}{16 * L_{\mu} * f^2}$$

Équation II-23

A cette limitation nous devons ajouter une limitation énergétique puisque nous avons conçu le transformateur de manière à dissiper seulement 200 mJ dans chaque décharge. Le domaine de fonctionnement possible est donc celui en dessous des deux courbes rouges de la Figure II-18.

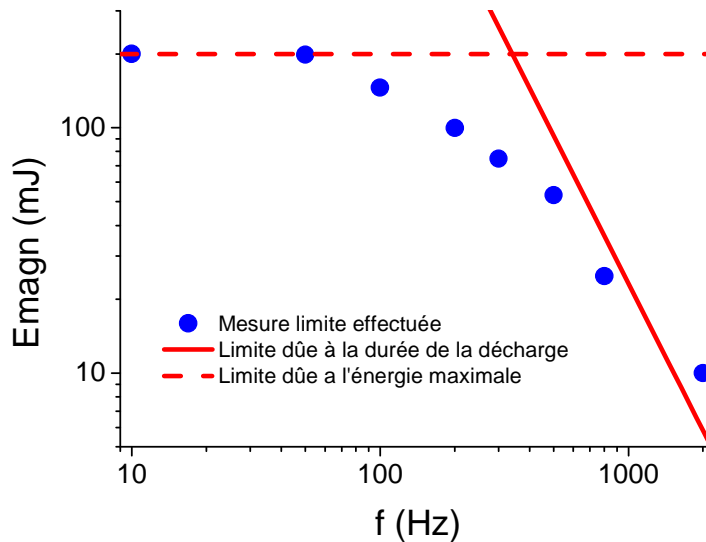


Figure II-18 : Limite de fonctionnement

Sur la Figure II-18, nous avons représenté les mesures limites effectuées. Ce dernier terme un peu obscur représente les fréquences maximales auxquelles nous avons fait fonctionner le JSP pour une énergie donnée. De plus on remarque qu'un point sort du domaine de fonctionnement, il s'agit d'un test avec une énergie de 10 mJ. Nous avons observé sur Figure II-13 une décharge un peu différente pour ce niveau d'énergie, puisque la tension n'est pas stabilisée à une valeur constante.

## 2.7. Conclusion

L'alimentation fonctionne sensiblement comme prévu, hormis la limite de fonctionnement liée à la non prise en compte de la durée de décharge dans le dimensionnement du transformateur. L'alimentation permet toutefois de générer des décharges à 2 kHz, et nous pouvons stocker 200 mJ dans le transformateur. Malheureusement, l'alimentation ne transfère pas toute l'énergie contenue dans le transformateur à la décharge mais seulement 70 à 80%. On arrive tout de même à dissiper quasiment 140 mJ, ce qui permet sûrement d'avoir des vitesses de jet de l'actionneur tout-à-fait intéressantes. Le reste de l'énergie reste stockée dans le transformateur, et se dissipe dans la résistance des fils. Ce reliquat d'énergie limite la durée de la décharge. Elle serait en effet plus importante si la totalité de l'énergie était dissipée.

En ce qui concerne le type de plasma, l'allumage semble être gouverné par un streamer qui a les mêmes caractéristiques quelle que soit l'énergie dissipée dans la décharge. Une fois le plasma allumé, la décharge est de type lumineuse normale, puisque la tension ne varie pas avec la valeur du

courant. Le gradient de potentiel étant localisé dans la gaine, sa hauteur ne devrait pas changer. Par contre son diamètre devrait évoluer avec le courant puisque la caractéristique de ce type de décharge est d'avoir une densité de courant constante. Plus le courant augmente et plus la décharge devrait s'étendre sur l'électrode.

Nous allons maintenant essayer de vérifier par des mesures optiques que la densité de courant est constante et que la hauteur de gaine n'est jamais modifiée. Des photographies tout au long de la décharge permettront d'observer son évolution temporelle. Nous allons aussi mesurer les températures de décharge par spectroscopie d'émission. Nous pourrons ainsi voir l'influence de l'énergie sur la température du plasma. Ce dernier point permettra de faire le lien entre les caractéristiques électriques de la décharge et les mesures aérodynamiques effectuées au chapitre suivant.

### **3. Caractéristique optique de la décharge**

Nous allons dans un premier temps présenter le matériel utilisé. Nous présenterons ensuite les photographies de la décharge effectuée, puis nous les relierons aux mesures électriques pour vérifier que la hauteur de gaine ne change pas et que la densité de courant est constante.

#### **3.1. Matériel utilisé**

Nous présentons le système d'imagerie rapide, et le système de spectroscopie utilisés. Une attention particulière sera portée aux limites de ces instruments.

##### *3.1.1. Imagerie Rapide*

Le dispositif d'imagerie rapide comprend une caméra intensifiée PI-MAX 3 de Princeton Instruments munie d'un objectif macro focalisé sur la décharge. La caméra communique via un port Ethernet avec un ordinateur; les images peuvent ainsi être transférées à un ordinateur.

Les photons sont tout d'abord recueillis sur une matrice CCD se composant de 1024 fois 1024 photodiodes. Elle est refroidie par effet Peltier afin de diminuer le bruit électronique. Ensuite le signal est intensifié par un intensificateur permettant d'obtenir des temps de pause très court, descendant jusqu'à 4 ns. Un signal de TRIG permet de synchroniser la prise d'image avec un signal extérieur.

La caméra ICCD rapide possède des limites d'utilisation dues à ses caractéristiques intrinsèques :

- Un temps long entre deux nouvelles acquisitions;
- Un temps de retard après le déclenchement du trigger.

Le premier inconvénient ne fait que limiter le nombre d'images transférées au PC. En effet la caméra peut envoyer 2 millions de pixels en une seconde à l'ordinateur. Le convertisseur peut donc envoyer environ 2 images de 1024\*1024 pixel au PC par seconde.

Le second inconvénient pose un réel problème. Le temps de latence entre la prise d'image et l'instant du TRIG est de 24 ns. A ce temps de latence dû à l'électronique de la caméra, il faut ajouter un temps

de retard dû à la transmission des informations dans les différents câbles. Au total nous arrivons à un retard de 200 ns après le déclenchement du TRIGGER.

Les alimentations développées dans ce travail sont toutes les deux commandées par un GBF. On ne peut malheureusement pas synchroniser le signal de caméra sur le GBF car la décharge ne s'amorce pas exactement au même instant que ce signal de commande. Nous sommes donc obligés de synchroniser la caméra sur le signal de tension de décharge, et plus exactement sur le début de la décharge. Nous ne pouvons donc pas voir les 200 premières nanosecondes de la décharge, ce qui nous empêche de voir les streamers qui apparaissent durant les 20 premières nanosecondes.

### 3.1.2. Spectroscopie d'émission optique

La spectroscopie d'émission optique constitue un moyen de diagnostic *in situ* des plasmas, permettant par l'observation de transitions optiques atomiques ou moléculaires, de déterminer un certain nombre de grandeurs caractéristiques de la décharge, comme :

- la nature et la densité de certaines espèces (atomes, molécules, radicaux ou métastables), neutres ou ionisés, dans leur état excité;
- la température de ces espèces et/ou leurs énergies (température vibrationnelle, rotationnelle...).

Dans notre dispositif, l'émission lumineuse du plasma est captée par une lentille focalisée sur la décharge, puis transmise au moyen d'une fibre optique jusqu'à la fente d'entrée d'un monochromateur de type ACTON SP2500A de chez Princeton Instruments dans lequel la lumière est dispersée par un réseau de diffraction et détectée par la caméra ICCD décrite ci-dessus. Le monochromateur possède une longueur focale de 500 mm et trois réseaux de diffraction (300, 1200 et 2400  $\text{trait.mm}^{-1}$ ). L'ensemble a une résolution de 0.015 nm.

## **3.2. Evolution de la géométrie de la décharge dans le temps**

Nous allons ici présenter des images de la décharge à différents instants et pour différentes énergies dissipées. Pour une énergie de 45 mJ, nous présentons sur la Figure II-19, les photographies de la décharge à différents instants référencés par rapport à l'évolution du courant. Pour chaque image le temps de pause est de 100 ns.

Sur la Figure II-19, les photographies sont normalisées à la valeur maximale de la première photographie.

On observe deux régimes de fonctionnement différents, le premier avant 30  $\mu\text{s}$  (entre les points 1 et 5) et le second après cet instant (entre les points 5 et 16). Avant 30  $\mu\text{s}$  on voit clairement que les zones anodique et cathodique se rejoignent. On a même l'impression qu'une partie de la zone cathodique se déplace vers l'anode. On peut ainsi penser qu'une zone d'ionisation est "poussée" de la cathode vers l'anode. Durant cette phase, les oscillations de courant empêchent la décharge de se stabiliser à une tension constante. Le champ électrique est donc modifié, ce qui pourrait expliquer la présence d'une onde d'ionisation.

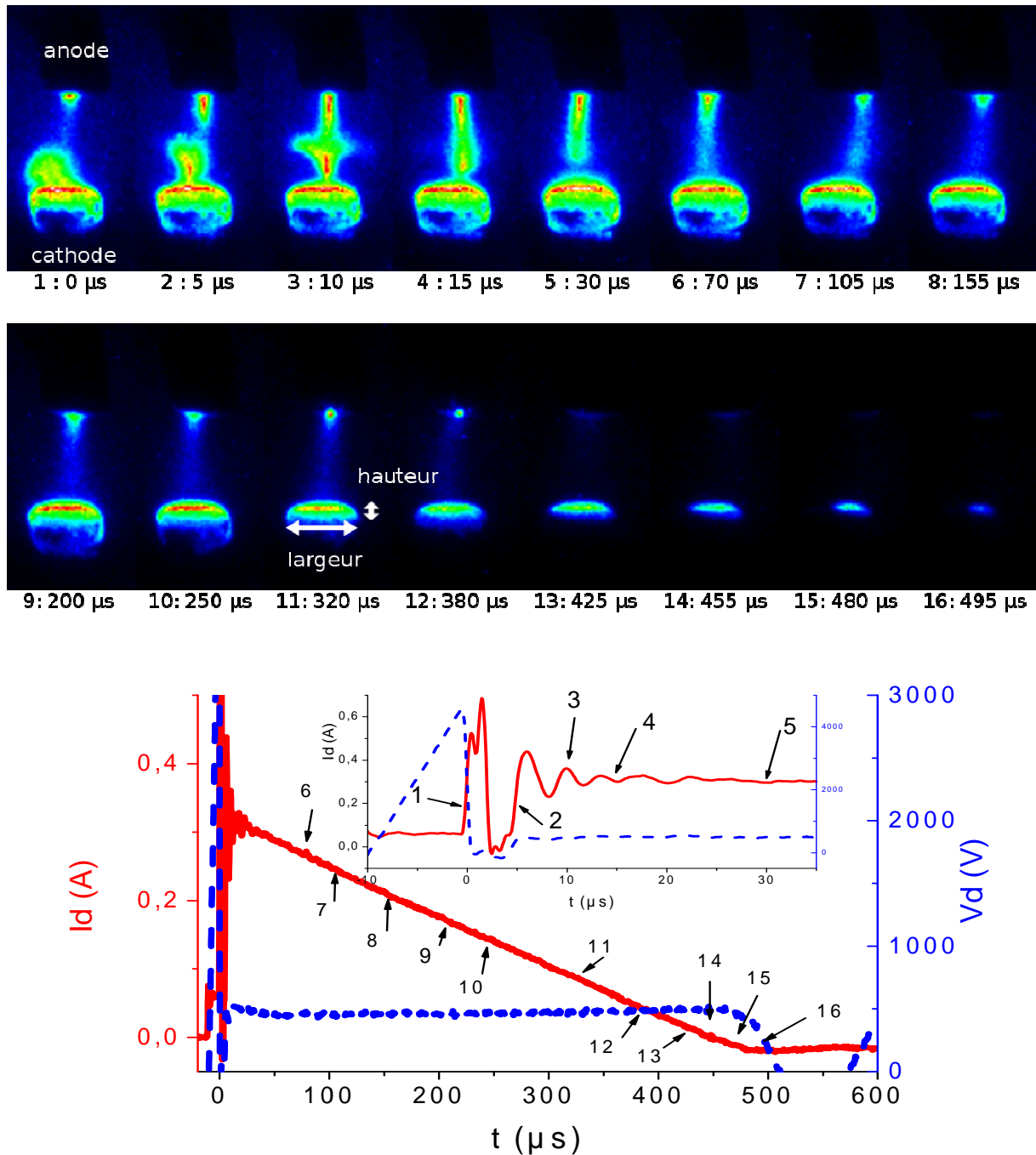
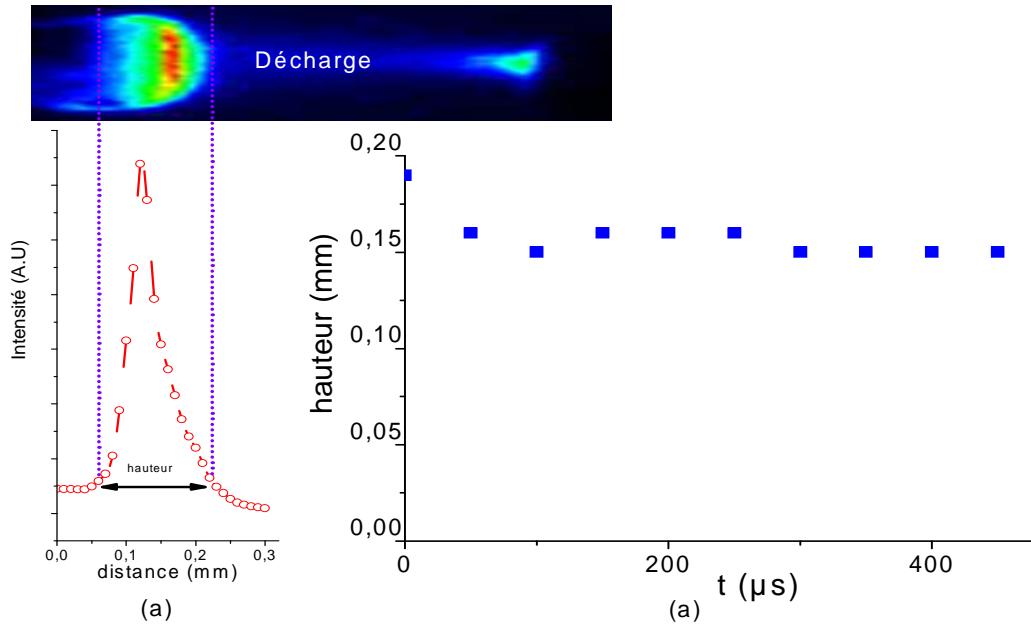


Figure II-19 : évolution de la décharge dans le temps

La décharge est ensuite établie après 30  $\mu s$ . On voit clairement une tache anodique assez petite et une tache cathodique beaucoup plus volumineuse. Ces taches représentent les gaines. On observe une jonction entre ces deux gaines ayant tendance à s'atténuer dans le temps et qui correspond à la colonne positive d'une décharge lumineuse. De manière générale, l'intensité lumineuse décroît avec le temps. Ces images sont typiques d'une décharge de type glow [58], [96]. Nous allons tenter de repérer la hauteur de la gaine cathodique afin de voir si elle évoluerait au cours du temps. Nous avons déterminé cette hauteur à partir de l'évolution de l'intensité comme on peut le voir sur la Figure II-20.



**Figure II-20 : (a) méthode de mesure de la hauteur de gaine de la décharge; (b) Evolution de la hauteur de la zone cathodique avec le temps**

La hauteur évaluée correspond à la gaine cathodique et la lueur négative définie dans le premier chapitre; par abus de langage nous l'appellerons ici hauteur de gaine cathodique. La hauteur de la gaine diminue légèrement dans les premières dizaines de microsecondes mais tend à se stabiliser après 100μs, elle est comprise entre 0.15 et 0.16 mm. Cette légère différence de 0.01 mm correspond à la hauteur d'un pixel. Au début de la décharge, la hauteur de la gaine est légèrement plus élevée à cause de l'onde d'ionisation. Par la suite la hauteur de gaine étant constante, la décharge réagit de ce point de vue comme une luminescente normale. Une autre particularité d'une décharge luminescente normale est d'avoir une densité de courant constante durant toute la décharge.

Nous allons maintenant mesurer ce paramètre à partir des images de la décharge et des mesures de courant. Pour ce faire nous allons considérer que la zone anodique est cylindrique, la largeur mesurée représentera donc le diamètre. Le calcul de la densité de courant est alors aisé :

$$j_{\text{cercle}}(t) = 4 \frac{I_d(t)}{\pi \cdot D^2} \quad \text{Équation II-24}$$

Dans cette équation D représente le diamètre de la zone cathodique, il est mesuré de la même manière que la hauteur de la décharge à partir de l'intensité lumineuse.

Comme la décharge semble déborder légèrement de l'électrode nous avons aussi considéré que l'électrode pouvait être sphérique, la décharge aurait alors la forme d'une calotte sphérique, la densité de courant est alors donnée par :

$$j_{\text{calotte}}(t) = 4 \frac{I_d(t)}{\pi \cdot (D^2 + 4 \cdot h^2)} \quad \text{Équation II-25}$$

avec h la hauteur de la gaine cathodique.

Nous comparons les deux expressions de la densité de courant sur la figure suivante :

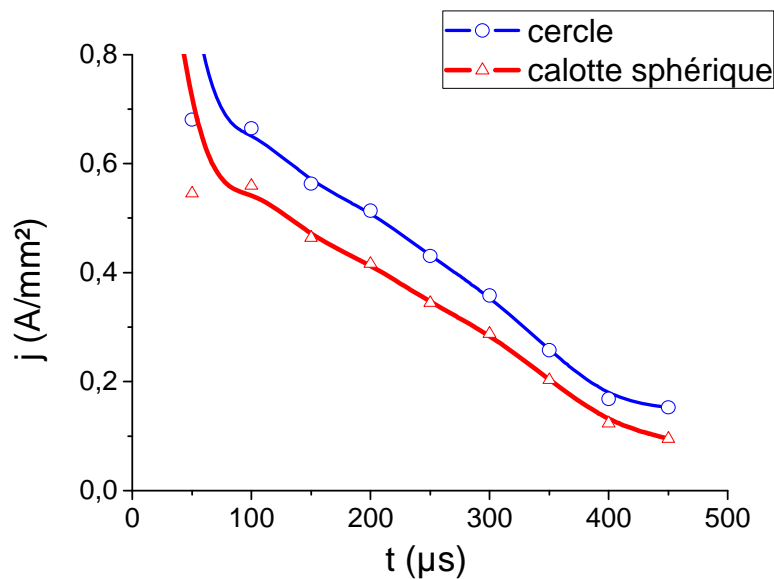


Figure II-21 : Densité de courant en fonction du temps

On s'aperçoit que quelle que soit l'expression de la densité de courant, celle-ci diminue avec le temps un peu de la même manière que le courant, elle n'est donc pas constante. En effet, le courant diminue alors que la largeur de gaine, elle, semble être constante. Cela peut sembler étrange puisque dans une décharge luminescente normale, la densité de courant est censée rester constante. Nous allons tenter de donner une explication à ce phénomène. La densité de courant peut dépendre de deux paramètres :

- l'émission secondaire à la cathode représentant le nombre d'électrons émis par un ion arrivant à la cathode;
- l'augmentation de la température.

Pour l'émission secondaire, il a été montré qu'en ajoutant des atomes ayant un faible potentiel d'ionisation aux abords de la cathode, il est possible de modifier radicalement la densité de courant [117]. Ce n'est pas le cas dans notre système. D'autre part, une baisse de l'émission secondaire par refroidissement de la cathode permettrait aussi de baisser légèrement la densité de courant. Ce n'est pas non plus le cas dans notre décharge, et bien au contraire puisque la décharge aurait plutôt tendance à réchauffer la cathode et donc à augmenter légèrement la densité de courant. Une oxydation de la cathode pourrait également modifier son émission secondaire. Cela ne peut pas être le cas dans les observations présentées ci-dessus puisque les images sont prises sur des décharges successives; d'une décharge à l'autre le degré d'oxydation de la cathode reste inchangé.

Concernant la température, celle-ci modifie la densité du gaz; si la température du plasma augmente, la densité va diminuer, ayant pour effet de diminuer le nombre de collisions. Cette diminution du nombre de collisions pourrait avoir tendance à baisser la densité de courant.

Il est impossible de vérifier expérimentalement les deux phénomènes décrits ci-dessus qui ne sont donc que des hypothèses et doivent être comprises comme telles. On peut évidemment remettre en



cause l'exploitation que nous faisons des images. En effet, nous mesurons ici la lumière émise par le plasma, elle ne correspond pas forcément à l'endroit par lequel passent les électrons.

Au final, notre alimentation génère très certainement une décharge luminescente normale puisque les courbes courant-tension ont cette caractéristique, de plus l'épaisseur (ou hauteur) de la gaine cathodique reste inchangée. La seule différence avec une glow normale provient du fait que la densité de courant n'est probablement pas constante durant toute la durée de la décharge. Ce dernier point reste ouvert et soumis à discussion. De plus, nous avons vu que la décharge était assez localisée aux alentours de la cathode, il est intéressant de voir si elle s'étend lorsque l'on injecte plus d'énergie dans la décharge. Nous allons maintenant étudier l'effet de l'énergie sur le "volume" de plasma généré.

### 3.2.1. Influence de l'énergie sur le volume de la décharge

Nous allons ici présenter des images de la décharge pour différentes énergies dissipées dans cette dernière. Les images présentées sont normalisées par rapport à la première image de la décharge. De plus les images sont prises sur le dessus de l'actionneur. Le temps de pause sur chaque image est toujours de 100 ns.

La durée de la décharge augmentant avec l'énergie, nous avons choisi de présenter les images à un pourcentage de la durée totale de la décharge plutôt qu'en fonction du temps. La décharge a significativement la même évolution géométrique, quelle que soit l'énergie dissipée dans cette dernière. Sur l'image à 0% correspondant à l'amorçage, on voit à chaque fois la zone cathodique se diriger vers l'anode, même si la position de cette onde d'ionisation n'est pas la même pour chaque cas : ce problème est en partie lié à la synchronisation de la caméra, puisqu'il est en effet assez difficile de prendre la première image exactement au même instant de l'amorçage. Par la suite, on voit clairement apparaître les gaines cathodique et anodique. La zone cathodique est bien plus épaisse, l'intensité de la colonne positive tend à s'amenuiser avec le temps.

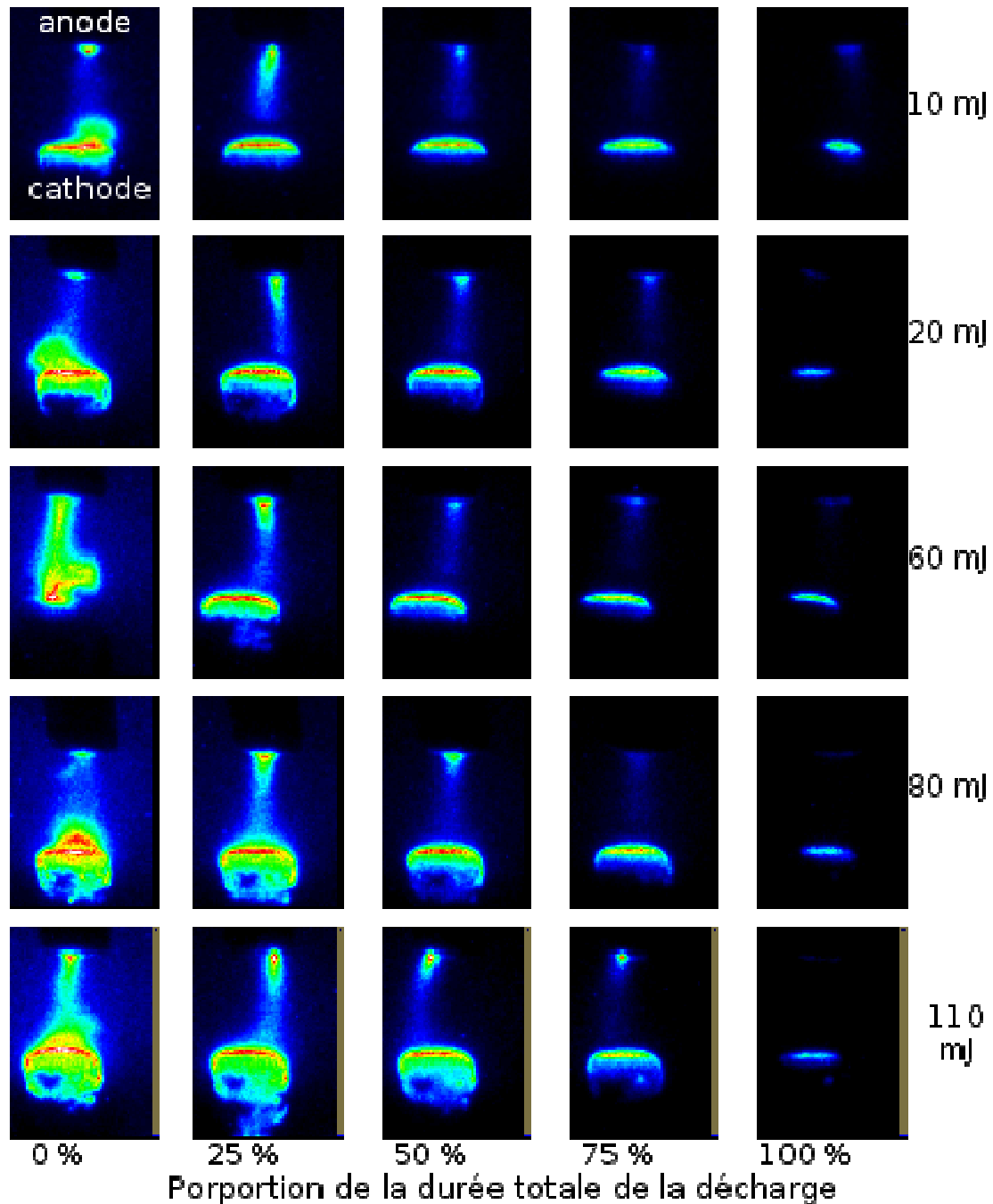
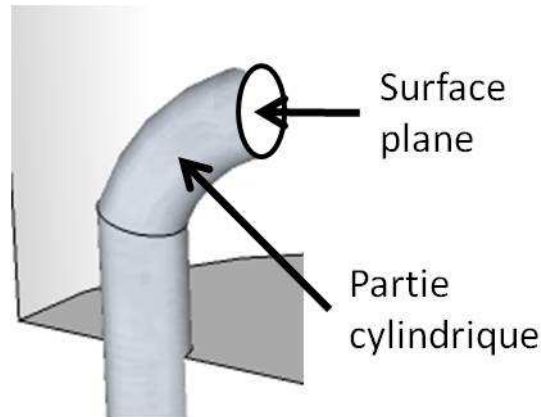


Figure II-22 : Image de la décharge en fonction du temps pour différentes énergies

Quelles que soient les conditions, la largeur et la hauteur de la gaine cathodique ont à peu près la même dimension jusqu'à 75 % de la durée de la décharge. En outre la gaine cathodique tend à s'étendre sur l'électrode lorsque l'énergie dissipée dans la décharge augmente, elle la recouvre en grande partie pour une énergie de 110 mJ. Le volume de cette zone augmente donc avec l'énergie. La hauteur de cette zone (partie plus lumineuse) semble pourtant être constante avec l'énergie, pour une énergie de 10 mJ elle se situe uniquement sur la surface plane de la cathode (celle qui est en vis-à-vis de l'anode). Lorsque l'énergie augmente, la zone cathodique recouvre la partie cylindrique de la cathode. La surface plane et la partie cylindrique sont visibles sur la Figure II-23. Les images étant

prises sur le dessus de l'actionneur, il est assez difficile de quantifier dans quelle proportion la gaine cathodique s'étend sur la partie cylindrique de la cathode; mais elle semble tout de même s'étendre de plus en plus sur cette partie de l'électrode lorsque l'énergie dissipée dans la décharge est importante.



*Figure II-23 : Zoom sur la cathode*

Lorsque la décharge est quasiment finie (image 100%), on aperçoit un net rétrécissement de la largeur de la zone cathodique, et une quasi absence de gaine anodique.

D'une part on voit assez clairement que plus l'énergie dissipée dans la décharge augmente, et plus le volume de cette dernière est élevé. Au vu de la géométrie de la décharge il nous a été très difficile de quantifier ce volume de façon satisfaisante. Nous nous arrêtons donc à ces descriptions quantitatives. Le plasma étant localisé aux alentours des électrodes et plus particulièrement de la cathode, le chauffage de l'air ne sera pas homogène puisque la décharge aura tendance à chauffer l'air à proximité des électrodes, et non tout l'air présent entre les électrodes. Ces dernières risquent donc d'être assez chaudes, et peuvent ainsi se détériorer. Nous avons d'ailleurs observé une certaine diminution de la taille de la cathode lorsque l'actionneur est utilisé durant toute une durée de test. Ce phénomène a des conséquences électriques puisque l'érosion de l'électrode augmente la tension de claquage. Nous avons donc pris garde à ne pas utiliser des actionneurs trop "usés" pour les tests présentés dans cette étude.

Instinctivement, plus le volume de la décharge est élevée, plus la quantité d'air présent dans la cavité va être chauffée et verra sa température augmenter. Le chauffage de l'air dépend aussi de la température du plasma. Nous allons présenter les mesures effectuées par spectroscopie, qui nous ont permis de quantifier l'évolution de la température avec l'énergie.

### **3.3. Influence de l'énergie sur la température de décharge**

L'analyse du rayonnement de la décharge est un moyen non intrusif de déterminer la température du plasma. Le spectre d'émission d'une molécule peut nous donner plusieurs informations : la température électronique  $T_e$ , la température vibrationnelle  $T_v$ , et la température rotationnelle  $T_r$ . En général les températures se répartissent de la manière suivante :  $T_e > T_v > T_r$ .  $T_r$  est sensiblement égale à la température translationnelle des espèces et donc à la température du milieu. En mesurant la température rotationnelle, on peut alors avoir une bonne estimation de la température du gaz. Nous avons donc cherché à mesurer  $T_r$  d'une espèce présente dans la décharge. Nous avons choisi d'utiliser

le second système positif de l'azote, et plus précisément la bande vibrationnelle (0,2). La température rotationnelle est ensuite déterminée en faisant coïncider le spectre expérimental avec le spectre synthétique calculé. Nicolas Naudé, Maître de conférences au laboratoire LAPLACE, a développé un logiciel de calcul de ce spectre synthétique qui calcule la longueur d'onde de chaque transition rotationnelle avant de déterminer leurs amplitudes respectives (fonction entre autre des températures rotationnelle et vibrationnelle). Le logiciel ajuste ensuite chaque amplitude, en la faisant coïncider avec la mesure en modifiant la température rotationnelle et vibrationnelle. Pour le calcul du vibrationnel, le logiciel se base sur les transitions vibrationnelles (1,3) et (0,2). Le lecteur voulant plus d'information sur la méthode de calcul trouvera tous les renseignements nécessaires dans la thèse de Nicolas Naudé [118]. Nous avons aussi effectué ces calculs de spectres synthétiques à partir du logiciel SPECAIR, les résultats étaient sensiblement les mêmes.

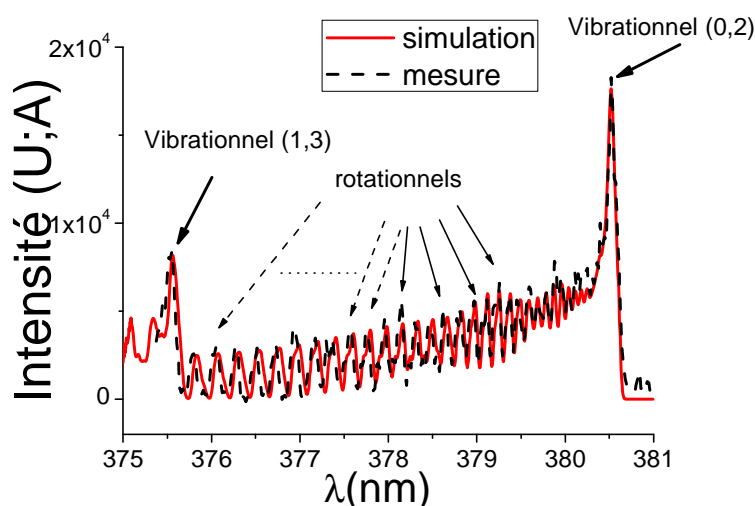


Figure II-24 : Comparaison des spectres expérimentale et calculée

Nous présentons sur la Figure II-24 un exemple de spectre mesuré, et le spectre calculé par le logiciel. Les deux spectres coïncident bien malgré certaines erreurs sur la hauteur de quelques pics. Ces erreurs vont se répercuter sur les mesures de température, mais nous aurons tout de même un ordre de grandeur très correct. Pour pouvoir observer un spectre avec notre système, la quantité de lumière émise doit être suffisamment intense, ainsi nous n'avons pas mesuré les températures en fin de décharge. Nous avons enregistré un spectre toutes les 50  $\mu$ s après l'établissement de la décharge. Nous présentons l'évolution des températures en fonction du temps sur la Figure II-25. On remarque une certaine disparité entre les mesures, et il est assez difficile d'établir une tendance. Cette erreur d'environ 150 K est due à la méthode de mesure, et aux erreurs sur le calcul de certains rotationnels. Du fait de ces imprécisions, nous considérerons que la température n'évolue ni avec le temps ni avec l'énergie dissipée dans la décharge, et qu'elle est constante et égale à 1800 K. Cette valeur semblable à celle trouvée par Staack [60], [61] et Akishev [62] dans des décharges similaires, peut être jugée convenable.

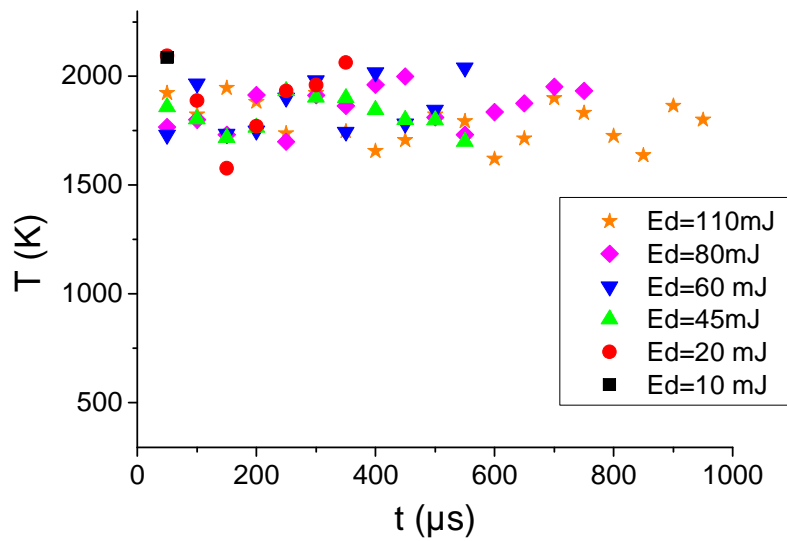


Figure II-25 : Evolution de la température en fonction du temps pour différentes énergies dissipées dans la décharge

La lumière recueillie provient de l'ensemble de la décharge. La température calculée n'est donc qu'une valeur moyennée sur toute l'étendue de la décharge. En outre, nous avons vu sur la photographie rapide que le plasma n'a pas la même intensité entre les électrodes, la température n'est donc probablement pas homogène dans toute la décharge. Staack a mesuré la température rotationnelle en chaque point entre l'anode et la cathode [60] sur le second système positif de l'azote, comme on peut le voir sur la Figure II-26. La température n'est pas homogène sur toute l'étendue de la décharge. Elle est plus importante aux abords des gaines cathodique et anodique, et beaucoup plus faible dans la colonne positive. Dans notre dispositif nous avons certainement la même distribution de température. Dans ces conditions, cela confirmerait les hypothèses émises à partir des photographies rapides : l'air proche des électrodes serait porté à plus hautes température qu'entre ces dernières.

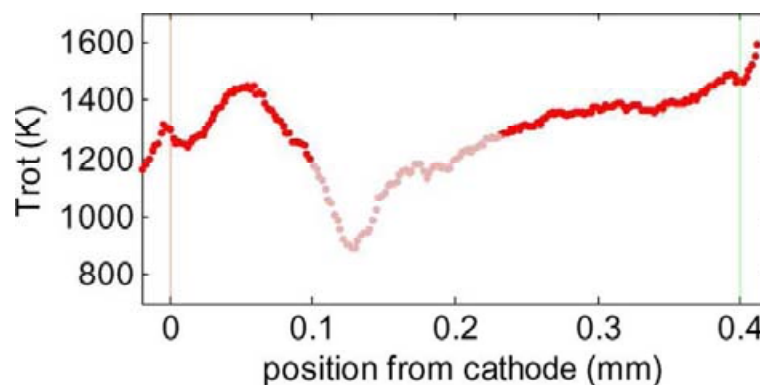


Figure II-26 : Distribution de la température d'une décharge glow normale entre la cathode et l'anode : (cathode 0 mm et anode 0.4 mm) [60]

La température de la décharge ne varie pas avec le temps ni l'énergie dissipée dans la décharge, et est à peu près égale à 1800K. Notre technique manque malheureusement de précision car ce résultat est vrai

à 180 K près. D'après les travaux de Staack, la température serait plus élevée aux alentours de la cathode et de l'anode, l'air ne serait alors pas chauffé de manière uniforme entre les deux électrodes.

## 4. Conclusion

Nous avons conçu une alimentation inductive à partir d'une structure de type Flyback. Celle-ci fonctionne correctement à des fréquences de 2 KHz pour des énergies d'environ 10 mJ. Elle permet de transférer des énergies de 130 mJ à des fréquences évidemment plus faibles. Cette alimentation fonctionne de manière assez simple, par un stockage initial de l'énergie dans un transformateur qui est ensuite transmise à la décharge une fois la phase de magnétisation terminée. L'énergie contenue dans le transformateur n'est pas entièrement transmise à la décharge puisqu'une partie est dissipée dans les fils du transformateur. Ce phénomène peut s'expliquer par un couplage imparfait entre l'alimentation et la décharge.

En ce qui concerne la décharge produite, elle se caractérise par un amorçage de type streamer, identique quelles que soient les conditions. Cet allumage se caractérise d'un point de vue électrique par un pic de courant de 30 A, et une énergie dissipée de 3.5 mJ. Ensuite la décharge se développe, et dissipe l'énergie contenue dans le transformateur. Cette alimentation a une réelle influence sur la décharge produite puisque c'est l'inductance magnétisante qui contrôle le courant de la décharge et sa durée. La décharge se comporte comme une source de tension constante alors que le courant décroît linéairement : il s'agit donc d'une décharge luminescente normale puisque la tension reste constante sous un courant variable. Nous avons en partie pu confirmer à l'aide de photographies rapides que la décharge était bien de ce type. En effet, la hauteur de la gaine cathodique ne change pas durant toute la durée de la décharge. Par contre, nos calculs montrent que la densité de courant n'est pas constante durant toute la décharge. Ce dernier résultat est sujet à caution car basé sur des surfaces mesurées à partir des photographies de décharge, tout en sachant qu'il est difficile de savoir si les zones lumineuses correspondent exactement à la zone de passage de courant.

Nous avons ensuite étudié l'influence de l'énergie sur plusieurs paramètres : la durée de décharge, le volume et la température de la décharge. Plus on augmente l'énergie et plus la décharge générée est volumineuse et de longue durée. Par contre l'énergie n'a aucun effet sur la température de la décharge. Le volume le plus important de la décharge étant localisé près de la cathode, cette zone sera beaucoup plus chaude, l'air entre les électrodes ne sera donc pas chauffé de manière homogène.

## **Chapitre III : Dimensionnement et caractérisation d'une alimentation capacitive associée à un JSP**





## Chapitre III : Dimensionnement et caractérisation d'une alimentation capacitive associée à un JSP

Nous avons présenté dans le chapitre précédent une alimentation inductive qui génère une décharge à partir d'une énergie stockée dans une inductance. Nous allons ici présenter l'alimentation capacitive pour laquelle comme son nom l'indique, c'est une capacité qui transmet l'énergie à la décharge. Nous allons comme au chapitre précédent présenter le dimensionnement de l'alimentation, puis nous caractériserons les décharges que ce soit de manière électrique ou optique. Nous conclurons ce chapitre par une synthèse des décharges créées par les deux alimentations, en mettant l'accent sur la manière dont l'énergie est transférée à l'actionneur, et donc sur la manière dont l'air présent dans la cavité du JSP est chauffé.

Le cahier des charges est bien évidemment le même qu'au chapitre précédents. Nous présentons le schéma de cette alimentation sur la figure suivante :

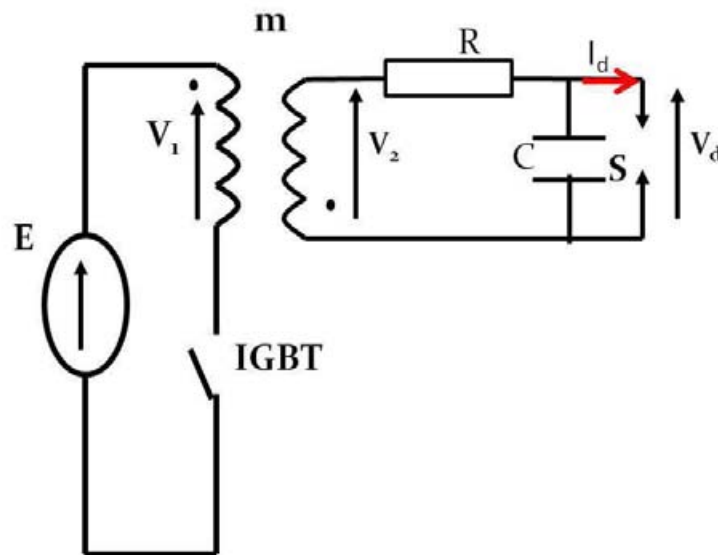


Figure III-1 : Alimentation Capacitive

La structure est très proche de l'alimentation inductive, à la seule différence que l'on place une résistance et un condensateur entre le secondaire du transformateur et l'actionneur. Le condensateur sert à transférer l'énergie à la décharge. Le fonctionnement est donc très proche de celui de l'alimentation inductive. On stocke de l'énergie dans le transformateur, celle-ci est ensuite transférée au condensateur jusqu'à ce que la tension à ses bornes atteigne la tension de claquage. Le condensateur se décharge ensuite dans l'actionneur; il est à noter que l'énergie stockée dans le condensateur dépend de la tension de claquage. Cette dernière étant variable du fait de l'érosion des électrodes, ou d'autres paramètres comme la température, il est impossible de stocker dans le transformateur la quantité exacte d'énergie permettant d'atteindre la tension de claquage. L'énergie stockée dans le transformateur

doit donc être un peu plus élevée que celle qui sera transférée au condensateur et qui sera ensuite dissipée dans la décharge : la résistance placée entre le transformateur et le condensateur sert donc à dissiper cet excédent d'énergie. Comme pour l'alimentation inductive, nous allons tout d'abord présenter le dimensionnement de l'alimentation avant de caractériser la décharge produite et enfin d'étudier l'influence de l'énergie transférée à la décharge et la manière dont est chauffé l'air contenu dans la cavité. Dans cette dernière partie, nous allons donc étudier le volume ainsi que la température de la décharge.

## 1. Dimensionnement de l'alimentation

Chronologiquement, cette alimentation a été dimensionnée après l'AI. Nous avons donc pu tester le système en utilisant le transformateur et en rajoutant le circuit RC. Nous avons alors observé que dans ces conditions, la fréquence restait limitée à une trop faible valeur ; aussi avons-nous dû redimensionner le transformateur. Les équations de fonctionnement étant les mêmes dans les deux cas, nous allons tout d'abord présenter la méthode de calcul du dimensionnement et ensuite le choix des éléments.

La phase de magnétisation étant identique à l'alimentation inductive nous ne revenons pas sur les équations obtenues durant cette phase et passons directement à la phase de transfert de l'énergie du transformateur au condensateur.

### 1.1. Transfert de l'énergie du transformateur au condensateur

A la fin de la phase de magnétisation, comme le flux ne peut pas subir de discontinuité, le courant de transfert ( $I_t$ ) du secondaire est égal au courant primaire à la fin de la phase de magnétisation divisé par le rapport de transformation. Le circuit électrique équivalent est composé de l'inductance magnétisante ramenée au secondaire du transformateur, de la résistance et du condensateur. On peut en effet négliger l'inductance de fuite du secondaire car elle est bien inférieure à l'inductance magnétisante. De la même manière la valeur de la capacité entre spires du secondaire est bien plus faible que la valeur du condensateur  $C$  servant à transférer l'énergie. Le circuit équivalent est présenté sur la figure suivante :

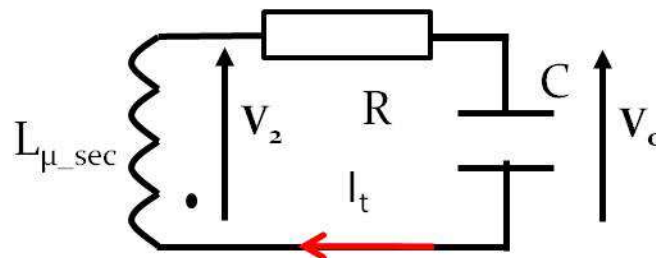


Figure III-2 : Circuit de transfert de l'énergie du transformateur au condensateur

L'évolution de la tension aux bornes du condensateur est donnée par l'équation différentielle suivante :

$$L_{\mu\_sec} C \cdot \frac{d^2 V_c}{dt^2} + RC \cdot \frac{dV_c}{dt} + V_c = 0 \quad \text{Équation III-1}$$

Pour les conditions initiales, on considère la tension aux bornes du condensateur comme nulle et le courant initial  $I_t(0) = I_{1\_max}/m$ . La tension évolue donc de la manière suivante :

$$V_c(t) = I_t(0) \cdot \sqrt{\frac{L_{\mu\_sec}}{C}} \cdot e^{-\frac{R}{2L_{\mu\_sec}}t} \sin(\omega t) \quad \text{Équation III-2}$$

avec

$$\omega \approx \frac{1}{\sqrt{L_{\mu\_sec} \cdot C}} \quad \text{Équation III-3}$$

La tension maximale est obtenue au bout d'un quart de période, le temps de montée est donc

$$t_{montée} = \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{L_{\mu\_sec} \cdot C} \quad \text{Équation III-4}$$

En reportant ce temps de montée en tension dans l'Équation III-2, on obtient la tension maximale :

$$V_{c\_max} = I_t(0) \cdot \sqrt{\frac{L_{\mu\_sec}}{C}} \cdot e^{-\frac{\pi \cdot R}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{\mu\_sec}}}} \quad \text{Équation III-5}$$

On peut exprimer cette équation en fonction de l'énergie contenue dans le transformateur avant transfert :

$$V_{c\_max} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{magn}}{C}} \cdot e^{-\frac{\pi \cdot R}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{\mu\_sec}}}} \quad \text{Équation III-6}$$

Cette tension maximale doit être supérieure à la tension de claquage afin d'être sûr d'obtenir une décharge : nous avons choisi d'avoir une tension maximale de 5 kV. Cette tension dépend de la valeur de l'énergie stockée dans le transformateur  $E_{magn}$ , du condensateur  $C$ , mais aussi de l'inductance magnétisante  $L_{\mu\_sec}$  et de la résistance  $R$ , ces quatre derniers paramètres restant à déterminer. Nous allons donc essayer de trouver d'autres critères que le temps de montée et la valeur maximale de la tension pour achever notre dimensionnement; pour cela nous allons donc nous intéresser à la phase suivante, soit la phase de décharge.

## 1.2. Décharge créée par le condensateur

L'énergie transférée dans la décharge dépend de la valeur de la capacité puisque :

$$E_d \approx \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_b^2 \quad \text{Équation III-7}$$

Avec  $V_b$ , la tension de claquage qui doit être égale à environ 4500 V. Pour une énergie transmise à la décharge de 200 mJ, la capacité doit donc être de :

$C = 20 \text{ nF}$ .

Nous avons ainsi déterminé la capacité désirée. Nous allons maintenant exprimer la fréquence de fonctionnement en fonction des différents temps caractéristiques pour déterminer les autres paramètres.

### 1.3. Fréquence de fonctionnement

Nous avons vu au chapitre 1 que la décharge d'un condensateur dans l'air est extrêmement courte (quelques microsecondes). Cette durée ne sera donc pas prise en compte dans le calcul de la fréquence de fonctionnement. En revanche, le dimensionnement en fréquence de fonctionnement tient compte du temps de magnétisation du transformateur, du temps de montée en tension, et du temps pendant lequel l'énergie non dissipée dans la décharge est dissipée dans la résistance. Nous ne connaissons pas cette dernière durée, nous allons donc l'exprimer avant de donner l'expression de la fréquence de fonctionnement. Ce temps sera surestimé en considérant que si la décharge ne s'est pas produite, la tension aux bornes du condensateur doit s'annuler au bout de 3 fois la constante de temps du circuit LRC. Le temps de décharge du condensateur est donc :

$$t_{dech\_cond} = 3.\tau = 6. \frac{L_{\mu\_sec}}{R} \quad \text{Équation III-8}$$

La fréquence maximale de fonctionnement est donc donnée par l'équation suivante :

$$f_{max} = \frac{1}{t_{magn} + t_{montée} + t_{dech\_cond}} \quad \text{Équation III-9}$$

En l'exprimant en fonction des différents paramètres du transformateur :

$$f_{max} = \frac{1}{\frac{\sqrt{2.E_{magn}.L_{\mu}}}{E} + \frac{\pi.\sqrt{L_{\mu\_sec}.C}}{2} + \frac{6.L_{\mu\_sec}}{R}} \quad \text{Équation III-10}$$

La fréquence maximale de fonctionnement n'est pas le seul paramètre temporel utile pour le dimensionnement de l'alimentation. Si l'on veut associer plusieurs générateurs de jets synthétiques, nous avons besoin de plusieurs actionneurs, et si l'on veut un fonctionnement en phase, les décharges doivent être établies à peu près au même instant. Il faut donc imposer une condition sur le temps de montée pour maîtriser au mieux cette phase.

### 1.4. Limitation du temps de montée

Le temps de montée n'est pas un problème en soi du moment qu'il rende possible le fonctionnement à la fréquence maximale définie ci-dessus. Le problème pour un fonctionnement en phase de plusieurs JSP vient de l'hétérogénéité des tensions de claquage entre ces actionneurs. En effet, si la tension d'amorçage d'un actionneur vaut 4 kV (estimée comme tension minimale) et celle d'un autre 4.5 kV (estimée comme tension maximale), les décharges seront amorcées à deux instants différents. Il s'agit donc ici de limiter la durée pendant laquelle la tension monte entre 4 et 4.5 kV à une valeur assez faible; nous avons dans notre cas fixé cette durée à 3  $\mu$ s. En considérant la montée en tension

purement sinusoïdale, c'est-à-dire sans prendre en compte l'amortissement imposé par la résistance et la tension maximale à 5 kV, le temps s'écoulant entre 4 et 4.5 kV devient :

$$\Delta t = \sqrt{L_{\mu\_sec} \cdot C} \left( \sin^{-1}(0.75) - \sin^{-1}(0.66) \right) < 3\mu s \quad \textbf{Équation III-11}$$

Ce paramètre n'a pas été pris en compte pour l'alimentation inductive puisqu'il dépend de la valeur de la capacité au secondaire du transformateur. Dans le cas de l'AI, elle correspond à la capacité entre spires et est de seulement 100 pF alors que nous avons une capacité de 20 nF dans le cas de l'AC. Le temps de montée de l'AC sera donc beaucoup plus élevé que celui de l'AI. Ce paramètre permet de compléter le dimensionnement du transformateur. Nous allons tout d'abord estimer les problèmes liés à l'utilisation du transformateur prévu pour l'alimentation inductive sur les paramètres présentés plus haut.

### 1.5. Utilisation du transformateur de l'alimentation inductive

Nous allons présenter les performances de l'alimentation capacitive, si l'on utilise le transformateur dimensionné pour l'alimentation inductive. La valeur de la capacité est de 20 nF, il nous faut tout d'abord déterminer la valeur de la résistance qui permettra d'obtenir une tension de 5 kV. C'est-à-dire en utilisant l'Équation III-6 :

$$V_{c\_max} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{magn}}{C}} \cdot e^{\frac{\pi \cdot R}{4} \sqrt{\frac{C}{L_{\mu\_sec}}}}$$

$L_{\mu\_sec}$  est toujours égale à 1 H, la valeur maximale de l'énergie stockable dans le transformateur étant de  $E_{magn}=250$  mJ pour  $C=20$  nF, il n'est pas possible d'avoir des tensions supérieures à 5 kV, nous choisissons pour ce calcul d'avoir une tension maximale aux bornes de la capacité de  **$V_{c\_max}=4.5$  kV**

Ceci conduit à  **$R>850 \Omega$** , nous choisissons une résistance de 1 k $\Omega$ . Le temps de décharge du condensateur est alors de :

**$t_{dech\_cond}=6$  ms**, la fréquence maximale de fonctionnement pour un condensateur de  $C=20$  nF est alors de :

**$f_{max}=135$  Hz** pour une énergie contenue dans le transformateur de 250mJ.

L'écart de temps entre la tension de 4 et 4.5 kV est, lui, de :

**$\Delta t=18 \mu s$**

Il apparait donc que ce transformateur n'est pas du tout adapté puisque la fréquence de fonctionnement est bien trop faible pour une énergie de 250 mJ, nous avons donc choisi de reprendre entièrement son dimensionnement.

### 1.6. Modification de l'alimentation : dimensionnement d'un nouveau transformateur

Nous allons tout d'abord choisir le rapport de transformation puisque sa valeur ne dépend pas des paramètres exprimés au-dessus. Il doit en effet :

- Limiter la valeur de la tension au secondaire lors de la magnétisation pour ne pas créer de claquage durant cette phase;
- Limiter la tension aux bornes du transistor durant la phase de montée en tension.

Ces critères étant identiques à ceux de l'alimentation inductive, nous avons choisi  $m=10$ .

Il nous faut maintenant déterminer l'inductance magnétisante, le courant maximal du transformateur, la valeur de la résistance et éventuellement modifier la valeur de la source de tension continue  $E$ .

Il nous faut tout d'abord imposer une énergie maximale à stocker dans le transformateur que nous avons fixé à 0.5 J. Si l'on ne tient pas compte du coefficient d'amortissement, cela permettrait d'avoir une tension maximale aux bornes du transformateur de 7 kV.

Nous résumons dans le tableau suivant les critères de choix, ainsi que les éléments que l'on peut déterminer avec ces paramètres :

|  |                          |  |
|--|--------------------------|--|
| Ecart de temps entre 4 et 4.5 kV, sur la tension $V_c$ | $\Delta t < 3\mu s$      | Calcul de $L_{\mu\_sec}$               |
| Tension maximale aux bornes du condensateur            | $V_{c\_max} = 5kV$       | Calcul de $R$                          |
| Energie magnétique stockée dans le transformateur      | $E_{magn} = 500mJ$       | Calcul du courant maximal $I_{l\_max}$ |
| Fréquence de fonctionnement                            | $f_{max} = 2\text{ kHz}$ | Calcule de la tension $E$              |

La tension maximale réellement obtenue dépend de la résistance et de l'inductance magnétisante; nous allons déterminer ce dernier paramètre à partir de l'écart de temps  $\Delta t$  donnée par l'Équation III-11. Pour que celui-ci soit inférieur à  $3\mu s$  avec une capacité de  $C=20\text{ nF}$ , l'inductance doit satisfaire la condition suivante :

$$L_{\mu\_sec} < 30\text{ mH}.$$

Nous avons donc choisi une inductance de 30 mH, soit  $L_{\mu}=300\mu H$  ramenée au primaire.

Cette valeur nous permet de déterminer la résistance à partir de l'Équation III-6, de manière à avoir une tension maximale au secondaire de 5 kV :

$$R < 566\ \Omega$$

Nous avons donc choisi de prendre une résistance de 500  $\Omega$ .

Il nous reste maintenant à déterminer la valeur maximale du courant de magnétisation. Si l'on désire une énergie de 0.5 J dans le transformateur, le fait d'avoir une inductance magnétisante au primaire de  $L_{\mu}=300\ \mu H$  impose :

$$I_{p\_max} = 60\text{ A}.$$

Ce courant est très important, et impose un temps de montée assez long si l'on utilise une source de tension continue de 60 V; nous avons donc choisi d'investir dans une autre source de tension continue pouvant délivrer une tension  $E=150\text{ V}$ . La montée en courant s'effectue plus rapidement lorsque la source de tension continue délivre une tension plus élevée. Ainsi le temps de montée en courant est inférieur à 120  $\mu s$  et la fréquence maximale de 2kHz.

Ce dimensionnement devrait donc convenir à nos attentes, et il sera donc possible de générer des décharges dans lesquelles nous dissiperons 250mJ à des fréquences de 2kHz. Le tableau suivant récapitule ces nouvelles valeurs :

|  |                       |
|--|-----------------------|
| Tension primaire                       | E=150 V               |
| Courant maximal de magnétisation       | $I_{p\_max}=60$ A     |
| Energie stockée dans le transformateur | $E_{magn}=500$ mJ     |
| Inductance magnétisante (primaire)     | $L_{\mu}=300$ $\mu$ H |
| Capacité maximal                       | C=20 nF               |
| Résistance                             | R=500 $\Omega$        |

La société ACIME a réalisé un nouveau transformateur ayant une inductance magnétisante bien plus faible que celle du transformateur de l'alimentation inductive. La taille et le poids du transformateur sont bien réduits. Cependant le courant maximal est bien plus élevé que celui de l'alimentation inductive, or l'alimentation de 150 V ne fournit pas un courant de 60 A, mais uniquement de 12 A. Pour arriver à fournir ce courant de 60 A, nous avons inséré un filtre LC en sortie de l'alimentation continue. Ce filtre permet de fournir le courant maximal de 60 A en limitant l'ondulation du courant sortant de l'alimentation à 0.1 A et l'ondulation de tension à 0.5 V. La société ACIME a réalisé la caractérisation de ce transformateur, les valeurs des différents éléments sont bien égales à celles désirées, en particulier l'inductance magnétisante au primaire est bien de  $L_{\mu}=300$   $\mu$ H, et l'inductance de fuites est de  $l_f=5$   $\mu$ H.

Nous gardons le même transistor puisque la surtension créée par l'inductance de fuites et que nous avons calculée avec l'Équation II-15 :

$$V_T = l_f \cdot \frac{i_{l\_max}}{t_{off}}$$

L'équation précédente nous donne  $V_T=1$  kV, tension largement supportable par le transistor choisi avec l'AI. L'alimentation capacitive fonctionne correctement, nous montrons sur la Figure III-3, un fonctionnement à 2kHz avec une capacité de C=20 nF. On remarque que le temps de montée en tension est extrêmement court.

L'alimentation étant opérationnelle, nous allons étudier les décharges générées, et en particulier leurs comportements électriques.

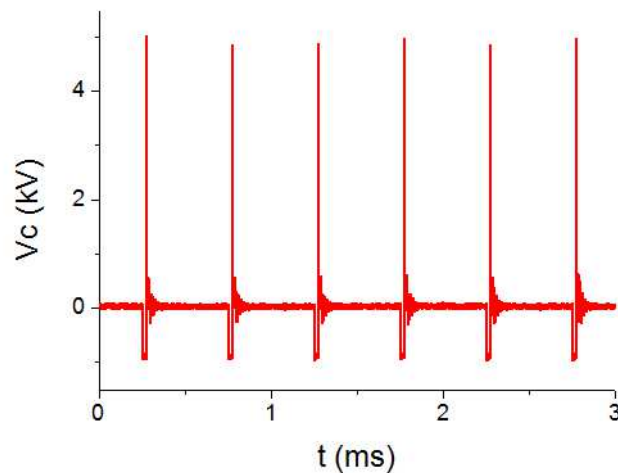


Figure III-3 : Fonctionnement à 2kHz;  $C=20\text{nF}$

## 2. Décharges produites par l'alimentation capacitive

Nous allons ici caractériser la décharge, dans un premier temps du point de vue électrique afin de mieux comprendre son fonctionnement.

### 2.1. Comportement électrique des décharges

Nous avons mesuré la tension aux bornes du condensateur ainsi que le courant de décharge; des relevés sont donnés en Figure III-4 pour différentes valeurs de la capacité.

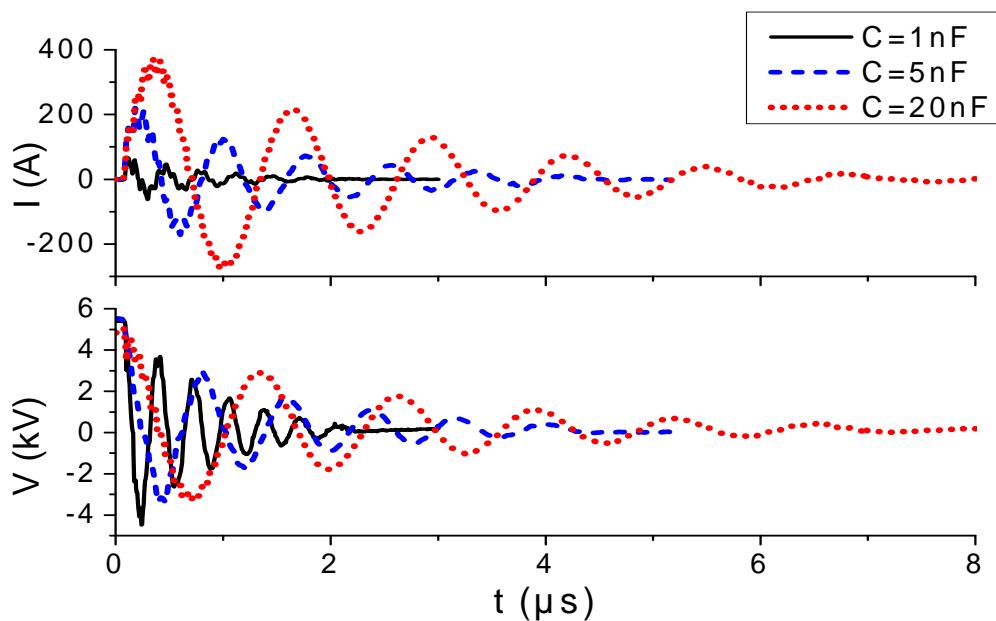


Figure III-4 : Evolution courant et tension pour différente valeurs de capacité

Les décharges générées par cette alimentation sont beaucoup plus courtes que celle produites par l'AI, puisque leurs durées n'excèdent pas quelques microsecondes. Que ce soit pour le courant ou la tension, l'évolution est une sinusoïde amortie. De plus, leurs durées totales augmentent avec les valeurs de la capacité, tout comme la valeur maximale du courant. Contrairement au cas de l'alimentation inductive,



les courants peuvent atteindre des valeurs de 400 A. Ces valeurs de courant et les faibles durées de la décharge imposent de prendre en compte l'impédance des fils pour calculer la tension de décharge.

### 2.1.1. Impédance du fil et des connexions

Les câbles reliant l'actionneur à la sortie de l'alimentation sont des LEMO 130HT660, ils peuvent supporter des tensions de 30 kV et un courant efficace de 20 A. Nous avons cherché à les caractériser électriquement lorsqu'ils sont connectés à l'actionneur. Les fils électriques sont habituellement modélisés par une résistance correspondant aux pertes par effet Joule et par leur inductance propre. Comme il s'agit d'un câble coaxial, nous ajoutons à ce modèle des capacités  $C_1$  et  $C_2$ :

- $C_1$  correspond à la capacité des diélectriques du câble coaxial;
- $C_2$  correspond à la somme des capacités des diélectriques du câble et de la céramique entourant les deux électrodes du JSP.

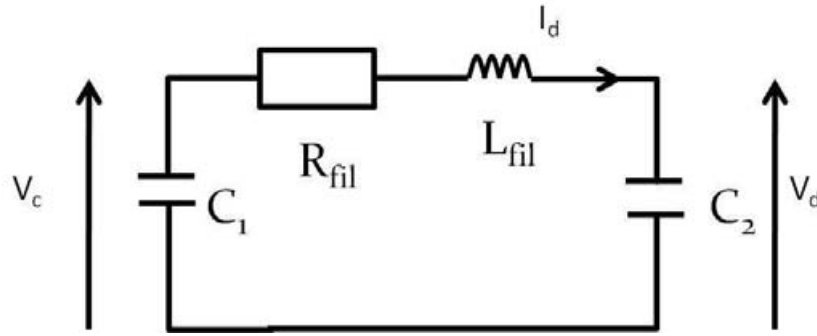


Figure III-5: Modélisation de l'ensemble fil+actionneur

Pour déterminer les paramètres de ce schéma équivalent, nous mesurons l'impédance du câble à vide et en court circuit. Le court circuit est obtenu par la soudure d'une petite pièce en cuivre.

Les impédances théoriques des câbles sont les suivantes:

- Impédance en court circuit:

$$Z_{cc} = R_{fil} \frac{1 + j \cdot \frac{L_{fil}}{R_{fil}} \cdot \omega}{1 + j \cdot R_{fil} \cdot C_1 \cdot \omega + j^2 \cdot L_{fil} \cdot C_1 \cdot \omega^2} \quad \text{Équation III-12}$$

- Impédance du câble à vide :

$$\underline{Z_0} = \frac{1}{j \cdot (C_1 + C_2) \cdot \omega} \cdot \frac{1 + j \cdot R_{fil} \cdot C_2 \cdot \omega + j^2 \cdot L_{fil} \cdot C_2 \cdot \omega^2}{1 + j \cdot R_{fil} \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot \omega + j^2 \cdot L_{fil} \cdot \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot \omega^2} \quad \text{Équation III-13}$$

Les paramètres du fil sont déterminés de la manière suivante :

- La résistance  $R_{fil}$  à partir du module à basse fréquence de l'impédance en court circuit. En effet, à basse fréquence  $\left[ \underline{Z_{CC}} \right] \approx R_{fil}$ , nous faisons la moyenne du module entre 100 Hz et 1 kHz.

- L'inductance des fils  $L_{fil}$  est mesurée à partir de la fréquence à laquelle la phase de l'impédance en court circuit est égale à  $45^\circ$ :  $f_{cc1}$

$$f_{cc1} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{R_{fil}}{L_{fil}}$$

**Équation III-14**

L'inductance est donc calculée à partir de cette fréquence et de la résistance calculée plus haut.

- Le condensateur  $C_1$  est calculé à partir de la première fréquence de résonance de l'impédance en court circuit :  $f_{cc2}$

$$f_{cc2} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_{fil} \cdot C_1}}$$

**Équation III-15**

- Le condensateur  $C_2$  est déterminé à partir de la première fréquence d'antirésonance de l'impédance à vide de :  $f_{01}$

$$f_{01} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_{fil} \cdot C_2}}$$

**Équation III-16**

Les condensateurs sont donc déterminés à partir de ces fréquences et de l'inductance calculée plus haut. Toutes ces fréquences sont représentées sur la Figure III-6. Afin de vérifier les calculs de ces paramètres, nous avons comparé les phases et les arguments simulés de  $Z_{cc}$  et  $Z_o$  aux mesures (Figure III-6). Les mesures ont été réalisées à partir d'un pont d'impédance.

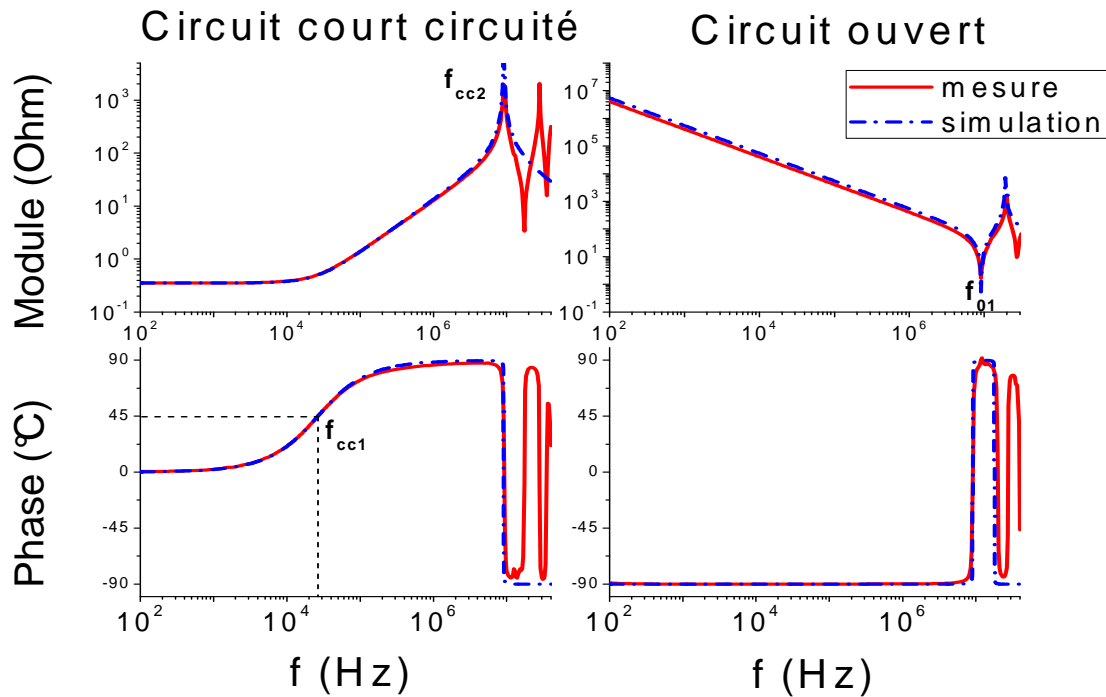


Figure III-6: Module et phase des impédances à vide et en court circuit : comparaison mesure-simulation

On remarque que les simulations correspondent bien aux mesures jusqu'à 10 MHz. Au-dessus de cette fréquence, le modèle est "trop simple", et un câble dans son comportement à haute fréquence ne peut être modélisé par des éléments discrets. Le modèle proposé et la méthode de calcul de ces éléments sont donc valables pour des fréquences inférieures à 10 MHz. Comme nous le verrons plus tard, le câble et l'actionneur ne sont pas excités au-delà de cette fréquence dans le cadre de ce travail, et le modèle s'avère suffisant.

Par ailleurs, les mesures effectuées en circuit ouvert correspondent au cas où il n'y a pas de décharge dans l'actionneur car il n'y a pas de courant passant dans les câbles. L'ensemble câble plus actionneur se comporte alors comme un condensateur équivalent aux capacités  $C_1$  et  $C_2$ .

Nous avons vu qu'une décharge de type spark a une très faible impédance qui peut quasiment s'apparenter à un court circuit. Le comportement de l'ensemble câble/actionneur est alors assez proche des mesures effectuées en court circuit, c'est-à-dire limité à une résistance en série avec une inductance. Comme ce modèle de câble ne servira qu'à modéliser le comportement électrique de la décharge, nous simplifions le schéma équivalent en ne gardant que ces deux éléments.

Pour être utilisable dans tous les cas de figure, ces valeurs sont déterminées pour différentes longueurs de câble. Ceci nous permet par une simple mesure de la longueur du câble de connaître les inductances et résistances. Ces résultats sont présentés en Figure III-7.

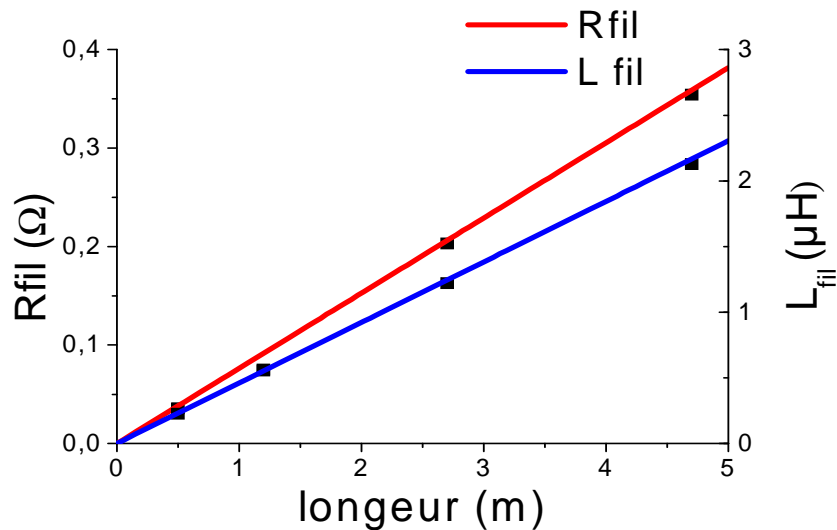


Figure III-7: Resistance et inductance du câble en fonction de la longueur du câble

Cette figure nous permet de déterminer la résistance et l'inductance linéique du câble, nous trouvons :

- $R_{fil}=0.076 \Omega/m$
- $L_{fil}=0.46 \mu H/m$

Bien que ces valeurs soient très faibles, ces paramètres ont une grande influence sur le comportement de la décharge.

### 2.1.2. Calcul de la tension de décharge

En considérant le câble comme une résistance en série avec une inductance, le modèle électrique équivalent développé précédemment permet de calculer la tension aux bornes de la décharge en fonction de la tension aux bornes du condensateur.

$$V_d = V_c - R_{fil} \cdot I_d - L_{fil} \cdot \frac{di_d}{dt} \quad \text{Équation III-17}$$

La tension de décharge dépend donc de la dérivée du courant de décharge  $i_d$ . Sa détermination pratique provient d'un enregistrement numérique via l'oscilloscope, ce signal est donc échantillonné et bruité. La dérivée a de plus tendance à augmenter la part du bruit par rapport au signal. Il est donc indispensable de moyenner cette dérivée sur plusieurs points afin d'éviter les brusques variations dues au bruit comme on peut le voir sur la Figure III-8. Cette figure présente le courant de la décharge produite par l'AC ainsi que sa dérivée et sa dérivée moyennée. Une moyenne glissante sur 200 points (la fenêtre complète possède 10 000 points) a été réalisée sur le signal de dérivée (courbe noire) afin de réduire l'effet du bruit, le résultat est présenté sur la courbe bleue. Le nombre de points de moyennage s'effectue selon 2 critères :

- L'allure globale de la courbe, ce critère est purement visuel mais permet de savoir si l'effet du bruit est correctement réduit.
- La valeur de la tension de décharge calculée ( $V_d$ ) doit être égale à la tension  $V_a$  lorsque le courant de décharge  $I_d$  est nul (au bruit près).

Nous cherchons à partir de ces critères à minimiser le nombre de points de moyennage.

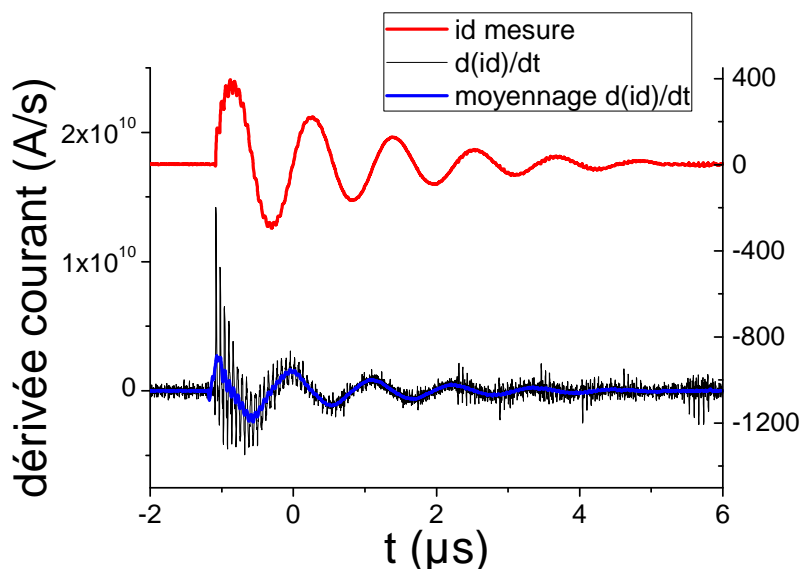


Figure III-8: Résultat du moyennage sur la dérivée du courant

Ces précautions étant prises, il est intéressant de présenter l'évolution de la tension de décharge par rapport à la tension aux bornes du condensateur. Nous présentons sur la Figure III-9 l'évolution de la tension aux bornes de la capacité ( $V_c$ ), le courant ( $I_d$ ) et tension ( $V_d$ ) de décharge.

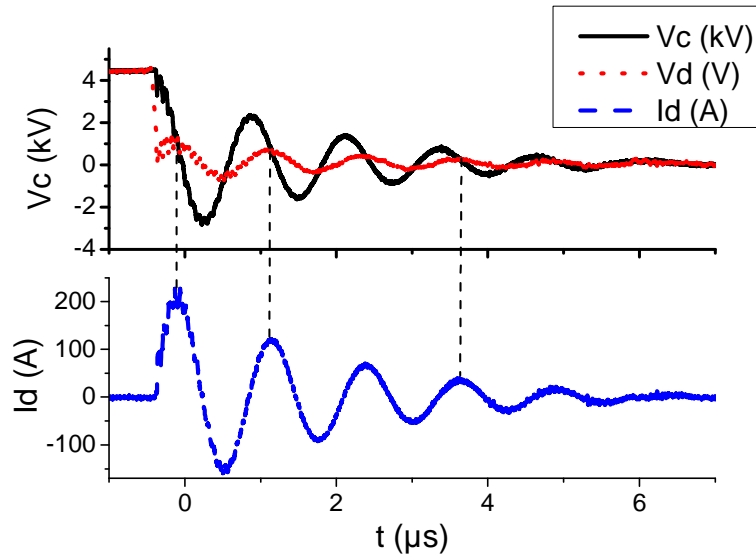


Figure III-9 : Tension et courant de décharge

Le courant est très important et la décharge est extrêmement courte ce qui laisse penser que nous sommes en présence d'une décharge de type spark [42], [73], [78], [83], [108], [119–121]. La tension s'écroule très rapidement au début de la décharge avant d'être parfaitement en phase avec le courant. Les courbes de la Figure III-9 rappelant celles d'un circuit RLC, nous allons à partir d'un modèle électrique équivalent de la décharge vérifier si cette hypothèse est correcte.

## 2.2. Modèle électrique équivalent de la décharge

Persephonis a modélisé la décharge spark par une résistance en série avec une inductance [74–76], mais l'inductance étant de quelque nano Henry [76], elle est négligeable devant l'inductance des fils. Ces modèles montrent que la résistance évolue en fonction du temps, cependant, on remarque qu'elle décroît très rapidement vers une valeur de quelques Ohms avant de se stabiliser à une valeur à peu près constante [77], [80]. Nous allons calculer cette résistance à partir de l'évolution de la tension aux bornes du condensateur et du courant.

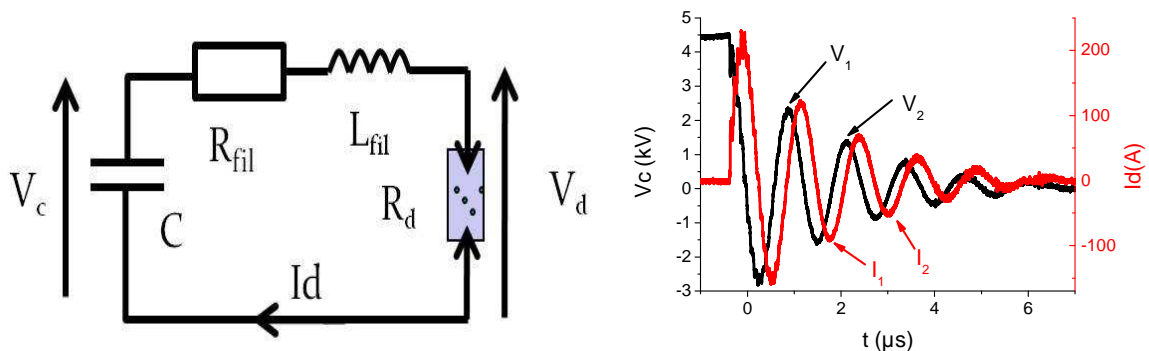


Figure III-10 : Schéma équivalent ; Tension et courant pour le calcul de la résistance

Le coefficient d'amortissement du schéma électrique équivalent présenté sur la Figure III-10, dépend directement de la valeur de résistance modélisant la décharge.

$$\tau = \left( \frac{2 \cdot L_{fil}}{R_{fil} + R_d} \right) \quad \text{Équation III-18}$$

Ce coefficient d'amortissement peut être calculé de diverses manières mais notamment avec les extrema locaux du courant et de la tension :

$$\tau = \frac{T}{\ln\left(\frac{V_1}{V_2}\right)} = \frac{T}{\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right)} \quad \text{Équation III-19}$$

Dans cette équation, T est la pseudo-période des oscillations du courant et de la tension. Le calcul du coefficient d'amortissement se fait à partir de plusieurs extrema locaux successifs du courant et de la tension. Ces valeurs étant relativement proches nous avons considéré la résistance équivalente constante. Toutes les valeurs de  $\tau$  sont ensuite moyennées à l'exception de celles obtenues à partir des deux premiers extrema. En effet, étant donnée la chute de la tension au début de la décharge, il n'est pas envisageable de considérer la résistance constante durant cette phase et donc d'utiliser les deux premier extrema pour notre calcul de coefficient d'amortissement.

Dans le cas de la Figure III-10 la résistance est égale à  $1.7 \Omega$ . Afin de valider ce modèle, cette valeur a été confrontée à une simulation sous Pspice.

### 2.2.1. Validation par simulation Pspice

Nous avons simulé le circuit équivalent dans différents cas, en prenant en compte les valeurs mesurées. Nous présentons sur la Figure III-11, un exemple représentatif.

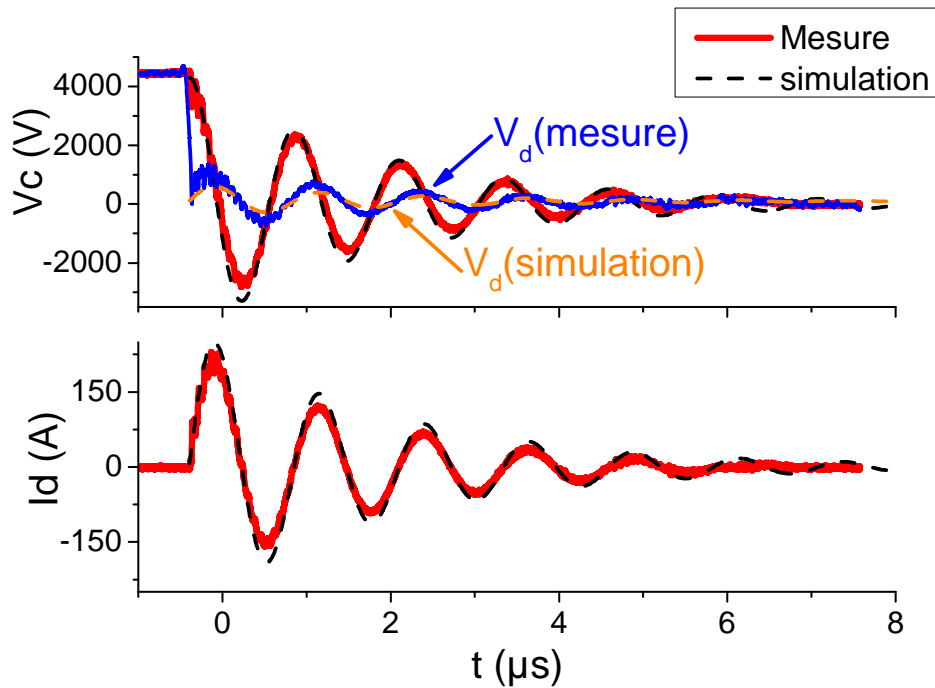


Figure III-11: Exemple de validation des mesures par simulation

La simulation est assez proche des mesures expérimentales. On observe tout de même quelques différences entre les deux. Tout d'abord, on ne voit pas la chute de la tension aux bornes de la décharge au début de cette dernière. En effet, ce phénomène ne peut pas être pris en compte par la modélisation à l'aide d'une simple résistance. Ensuite sur la fin de la décharge, on observe de légères oscillations en particulier sur la forme du courant simulé que l'on ne retrouve pas sur la mesure. En effet, la décharge s'arrête assez brutalement et passe en circuit ouvert; cet arrêt brut des oscillations s'opère lorsque le dernier extremum local de la tension aux bornes du condensateur est assez faible (à peu près 150 V). A partir de ce moment là, la capacité n'est plus assez chargée pour entretenir le plasma. Enfin, pendant la majeure partie de la décharge, les courbes simulées sont légèrement au-dessus des mesures. Cette légère différence peut s'expliquer par deux phénomènes :

- La résistance est calculée avec une certaine marge d'erreur, il est quasiment impossible de retrouver exactement les formes d'ondes expérimentales.
- L'allumage de la décharge s'accompagne d'une certaine consommation énergétique puisque la tension de la décharge chute brutalement, alors que le courant commence à augmenter. L'énergie dissipée dans cette phase d'amorçage n'est pas modélisable avec une simple résistance, puisque la chute de tension est extrêmement rapide. Dans les mesures, l'énergie restante pouvant être dissipée pendant la décharge est donc plus faible que dans la simulation.

Il est donc logique d'avoir une légère différence sur l'amplitude.

Les simulations sous Pspice sont globalement en accord avec le modèle sauf lors de l'allumage et lors de l'extinction de la décharge. En effet durant ces phases le plasma passe d'un milieu non conducteur à un milieu très conducteur. L'impédance réelle du plasma chute ou augmente donc très brutalement. Une résistance constante n'est donc pas adaptée à la modélisation de ces phénomènes.

Même si d'un point de vue temporel, cette modélisation n'est pas parfaitement en accord avec la réalité, nous allons montrer qu'elle est tout-à-fait justifiée d'un point de vue énergétique.

### 2.2.2. Validation énergétique du modèle

Nous avons calculé les résistances en fonction de l'énergie dans différents cas de figure. Nous avons validé ces calculs à partir du calcul de l'énergie dissipée dans la décharge de deux manières différentes. Tout d'abord en considérant l'énergie contenue dans le transformateur avant la décharge :

$$E_c = \frac{1}{2} C V_b^2 - R_{fil} \int_{durée\_décharge} i_d^2(t).dt \quad \text{Équation III-20}$$

avec  $V_b$ , la tension de claquage. Nous prenons en compte l'énergie dissipée dans la résistance des fils puisque celle-ci n'est pas négligeable. En effet le fil a une résistance équivalente de  $0.5 \Omega$ , alors que la décharge présente une résistance équivalente de quelques ohms.

Ensuite nous considérons l'énergie dissipée dans la résistance équivalente qui s'exprime de la façon suivante :

$$E_d = R_d \cdot \int_{\text{durée\_décharge}} i_d^2(t).dt$$

Équation III-21

Nous comparons ensuite ces deux énergies sur la figure suivante :

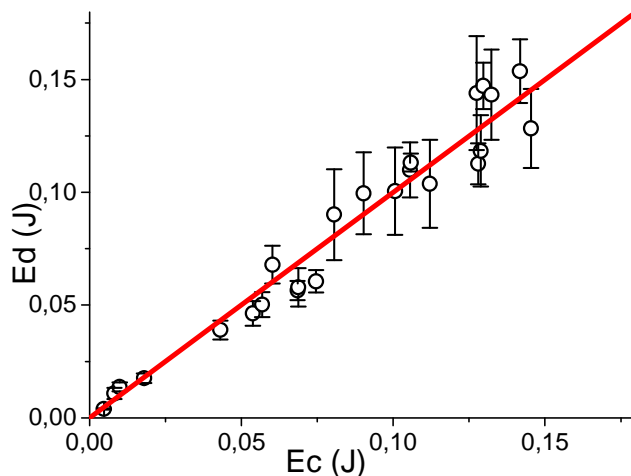


Figure III-12 : Energie dissipée dans la résistance équivalente en fonction de l'énergie contenue dans le condensateur

La Figure III-12 montre que l'énergie contenue dans le condensateur est entièrement dissipée dans la résistance équivalente de la décharge. Bien que l'impédance du plasma baisse fortement pendant l'allumage et augmente tout aussi fortement durant l'extinction, la modélisation de la décharge par une résistance constante est tout-à-fait valable d'un point de vue énergétique. La majeure partie de l'énergie n'est donc pas dissipée durant l'allumage ou l'extinction mais plutôt lorsque la décharge est établie.

La modélisation de la décharge par une résistance constante est donc tout à fait correcte d'un point de vue énergétique même si le modèle est un peu plus contestable d'un point de vue temporel. Nous présentons sur la figure suivante la résistance équivalente en fonction du courant maximal de la décharge.

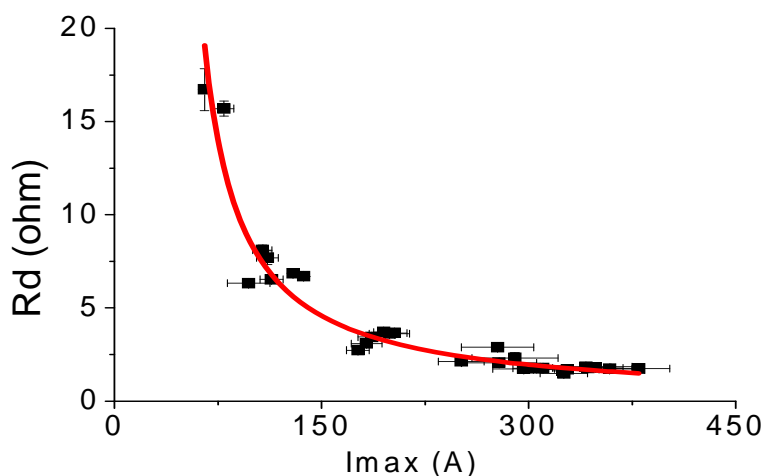


Figure III-13 : Evolution de la résistance équivalente en fonction du courant maximal



Plus le courant augmente et plus la conductivité, ou la largeur du plasma est élevée. Il est donc assez logique d'avoir une baisse de la résistance équivalente avec la valeur maximale du courant de décharge. On remarque que les valeurs de résistances équivalentes sont extrêmement faibles, ainsi l'impédance du fil est très proche de celle de la décharge. Une part non négligeable de l'énergie contenue dans le condensateur est donc dissipée dans le fil de connexion.

Ce modèle de résistance constante ne peut traduire la réalité d'un changement de l'impédance durant l'extinction ou l'amorçage. Cependant l'énergie dissipée durant ces phases ne semble pas prépondérante. Nous allons nous intéresser à l'amorçage de la décharge pour vérifier cette observation.

### 2.3. Amorçage de la décharge

Nous présentons sur la Figure III-14 les caractéristiques électriques de la décharge lors de l'allumage. On remarque que la tension décroît très brutalement alors que le courant commence à peine à augmenter. En effet la tension n'est plus que de 1700 V lorsque nous détectons une montée du courant ( $I > 3A$ ). Bien sûr, le courant a augmenté avant cet instant, mais dans une proportion très faible et non mesurable par la sonde utilisée. Il n'est pas possible d'utiliser une sonde de courant ayant un calibre plus faible car par la suite, le courant atteint plusieurs centaines d'Ampère, ce qui aurait pour effet de reporter une trop forte tension sur l'oscilloscope et donc de détruire la voie d'acquisition. Lorsque le courant augmente de manière sensible ( $> 50 A$ ), la tension de décharge quant à elle est très affaiblie, puisqu'elle ne dépasse pas un kilo-Volt. Durant cette phase, on observe aussi des oscillations sur la montée du courant et sur la tension de décharge. Ces oscillations "secondaires" sont à des fréquences bien plus élevées que celles observées sur la décroissance du courant, et semblent s'opérer par palier.

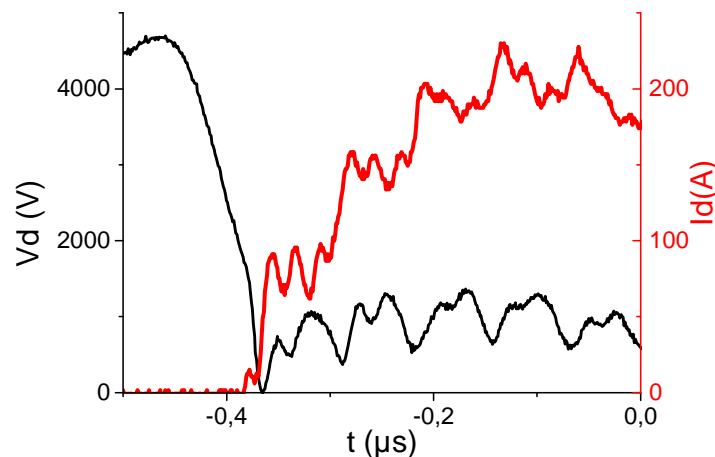


Figure III-14 : Courbe courant tension lors de l'allumage de la décharge

Ono explique ces oscillations lors de l'allumage de la décharge par la difficulté des condensateurs à entretenir la décharge [122]. En effet, tant que toute l'énergie contenue dans les condensateurs n'est pas transmise à la décharge, celle-ci n'est pas complètement établie. Ono pense que plusieurs étincelles

successives se développent dans la décharge et que chacune d'entre elle correspond à une "oscillation". Ainsi plus le condensateur serait élevé, et plus il serait difficile de le décharger d'un seul coup, le nombre d'oscillations augmentant alors avec la valeur de la capacité. C'est ce que nous avons vérifié en réalisant plusieurs acquisitions du courant lors de l'allumage pour différentes valeurs de capacité. Nous avons aussi étudié l'influence de l'inductance du fil sur ce phénomène en faisant varier la longueur du fil reliant le banc de condensateurs à l'actionneur. Nous présentons ces résultats sur la Figure III-15.

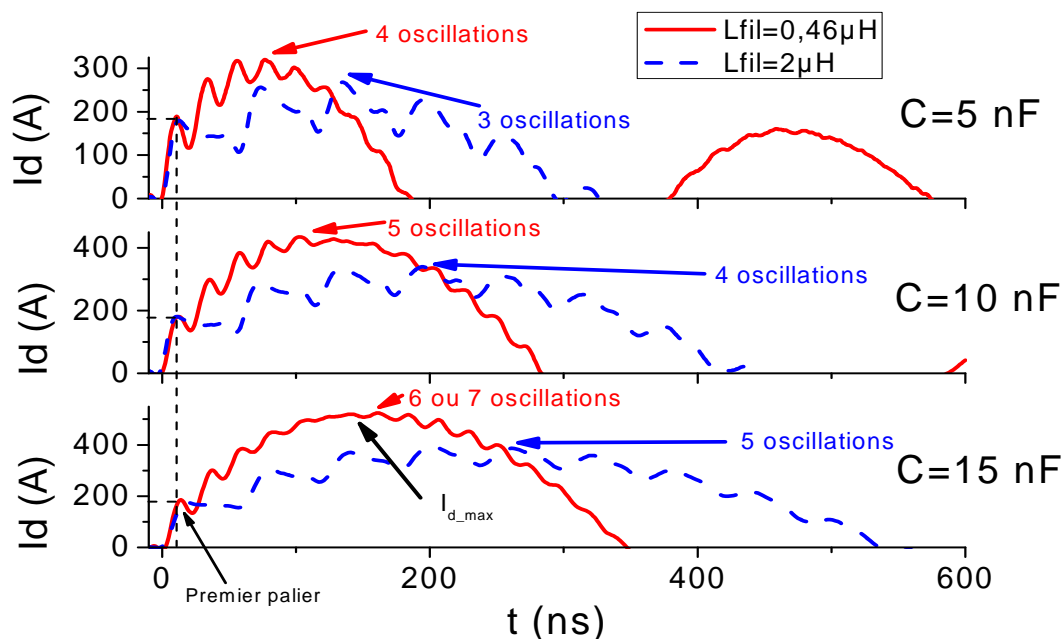


Figure III-15 : Oscillation sur le courant lors de l'allumage de la décharge pour différents condensateurs et pour deux valeurs d'inductance de fils

Sur la Figure III-15, le nombre d'oscillations est indiqué jusqu'au courant maximal. On observe clairement une augmentation du nombre d'oscillations (ou palier) avec la valeur du condensateur, et ce, quelle que soit l'inductance du fil. Il est assez troublant de voir que lors du premier palier, le courant a la même valeur (180 A) quelle que soit la valeur de la capacité ou de l'inductance. De plus le temps pour atteindre ce palier est toujours le même et est égal à 15 ns, c'est-à-dire le temps nécessaire pour un streamer de parcourir l'espace inter électrodes. En outre l'énergie dépensée pour atteindre ce premier palier et donc à rendre le canal de décharge conducteur est la même quelles que soient les conditions, et égale à 0.5 mJ. Cette valeur est assez similaire à celle observée dans la littérature [72], [123], comme étant le minimum d'énergie nécessaire à l'allumage d'une décharge spark. La première oscillation correspond donc à une avalanche de type streamer servant à rendre le canal conducteur, l'énergie dissipée correspond donc à celle nécessaire pour établir le streamer.

En ce qui concerne les oscillations suivantes, on observe une singulière différence lorsque l'inductance des fils augmente :

- Une diminution du nombre d'oscillations ;
- Une augmentation de leur durée ;

- Une hausse du "saut" de courant entre chaque palier.

Ces constats indiquent que l'inductance a tendance à diminuer le nombre d'étincelles successives ou d'à-coups de courant délivrés par le condensateur pour entretenir la décharge. L'inductance ayant tendance à lisser le courant, on peut facilement comprendre son rôle dans l'augmentation de la durée des oscillations, il est par contre très étrange de voir les "sauts" de courant entre chaque palier augmenter avec la valeur de l'inductance. Toutefois comme la capacité n'arrive pas à se décharger directement, on peut imaginer que moins il y a d'à-coups et plus ceux-ci sont violents.

On peut aussi imaginer que ces à-coups de courant sont causés par le fait que la conductivité de la décharge ne décroît pas de manière linéaire. Chaque palier de courant rendrait la décharge un peu plus conductrice mais au bout d'un petit temps correspondant à la durée du palier (ou de l'oscillation) l'inductance ralentirait la montée du courant jusqu'à ce que la conductivité de la décharge décroisse de manière significative ce qui forcerait alors la capacité à se recharger brutalement.

Sur la Figure III-15, on observe un autre phénomène intéressant : quelle que soit la valeur du condensateur, la valeur maximale du courant diminue avec l'inductance, ce qui peut s'expliquer par la présence de l'inductance du couplage entre fil et le condensateur. En effet, si l'on néglige l'amortissement dû à la résistance le courant maximal de la décharge s'exprime de la manière suivante :

$$I_{d\_max} \approx \sqrt{\frac{C}{L_{fil}}} \cdot V_b \quad \text{Équation III-22}$$

On compare cette relation théorique avec les mesures expérimentales en prenant une tension de claquage  $V_b$  moyenne égale à 4700 V. Les résultats sont présentés sur la Figure III-16. On remarque que même en considérant une tension de claquage constante, ce qui n'est pas tout à fait le cas, cette approche est relativement correcte : en effet, l'amortissement dû à la résistance se faisant sur une échelle de temps assez longue, on peut le négliger pendant la montée du courant. De plus, on observe que l'on peut placer le courant maximal de décharge de l'alimentation inductive sur cette courbe théorique en utilisant comme valeur de condensateur la capacité entre spires. Celui-ci a la même valeur quelle que soit l'énergie dissipée dans la décharge, et c'est la capacité entre spires du secondaire du transformateur qui permet d'imposer cette valeur de 30 A.

Il est intéressant de remarquer que dans le cas de nos deux alimentations, le courant maximal est systématiquement imposé par la valeur de la capacité en amont de l'actionneur. La montée en courant et donc l'intensité du streamer sont donc gouvernées par cette capacité. Dans le cas de l'AI il s'agit d'un seul streamer, mais pour l'AC, il est fort probable qu'il s'agisse de plusieurs streamers successifs. Au vu de la Figure III-15, le nombre de vagues d'ionisation successives (visualisé par le nombre d'oscillations de courant) augmente avec la valeur de la capacité.

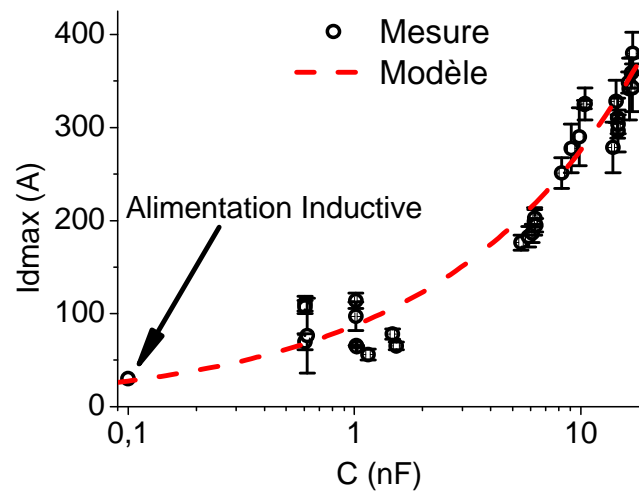


Figure III-16 : Courant maximale de décharge en fonction du condensateur pour une inductance de 2  $\mu\text{H}$

Cette valeur de capacité modifie également l'énergie dissipée dans la décharge. Il est intéressant de pouvoir quantifier cette énergie et de comprendre son influence sur divers paramètres de la décharge, tels que sa durée, son volume ou encore sa température.

### 3. Influence de l'énergie sur la décharge

Avant de comprendre l'influence de l'énergie sur la décharge, il est important d'en avoir une estimation correcte. Deux méthodes de calcul ont été proposées dans la section précédente. Cependant, ces méthodes de calcul s'appuient sur des paramètres du circuit équivalent (condensateur ou résistance équivalente) et nécessitent donc une connaissance précise des valeurs de ces paramètres pour avoir une mesure correcte. D'une part, la valeur de la capacité est donnée à 20 % près par le constructeur, il faudrait donc après chaque enregistrement caractériser le condensateur au pont d'impédance pour en connaître la valeur. D'autre part la valeur de la résistance équivalente demande un traitement des données assez long. Pour un souci d'efficacité, nous avons choisi de quantifier l'énergie à partir du courant de la décharge et de la tension aux bornes du condensateur, selon la relation :

$$E_d = \int_{\text{duréedécharge}} v_c(t) \cdot i_d(t) \cdot dt - R_{\text{fil}} \cdot \int_{\text{duréedécharge}} i_d^2(t) \cdot dt \quad \text{Équation III-23}$$

Comme on peut voir sur l'équation précédente et indiquée précédemment, nous avons pris soin de retirer l'énergie dissipée dans la résistance des fils dont les pertes ne sont pas négligeables. Nous allons tout d'abord étudier l'influence de l'énergie sur la durée de la décharge.

#### 3.1. Influence de l'énergie sur la durée de la décharge

La durée de la décharge est calculée entre le moment auquel se produit le claquage (c'est-à-dire lorsque la tension aux bornes du condensateur chute brutalement), et lorsque le courant s'annule durablement (en effet le courant s'annule à chaque pseudo période, il faut donc qu'il soit nul durant au

moins 1  $\mu\text{s}$  pour considérer la décharge éteinte). Sur la Figure III-15, on constate que la durée des oscillations et donc de la décharge ne dépend pas uniquement de l'énergie, mais aussi des paramètres du circuit ( $L_{\text{fil}}$  et  $C$ ); en effet, les oscillations sont générées par la "résonance" du circuit constitué de l'inductance des fils et du condensateur. Plus l'inductance va être faible et plus les oscillations seront courtes et plus la durée de la décharge sera raccourcie. Nous présentons sur la Figure III-17, des résultats pour une inductance de 2  $\mu\text{H}$ .

On constate également que la durée de décharge augmente avec l'énergie de manière non linéaire, puisque la vitesse de décharge du condensateur augmente avec l'énergie. Pourtant plus on dissipe d'énergie et plus le milieu devient conducteur donc plus la valeur de la résistance équivalente de décharge diminue (Figure III-13). Malgré cela, les valeurs de la résistance de décharge étant sensiblement du même ordre de grandeur (quelques ohms), la vitesse de décharge du condensateur n'est pas trop affectée par ce phénomène.

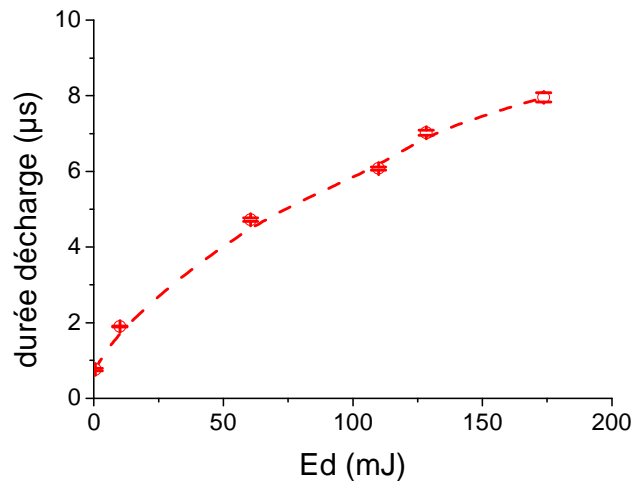


Figure III-17 : Durée de la décharge en fonction de l'énergie  $f=10\text{Hz}$

La décharge est dans tous les cas très courte (quelques microsecondes), il n'est donc pas évident que l'augmentation de sa durée ait un effet sur le fonctionnement de l'actionneur.

En conclusion, la vitesse de dissipation est liée à la résistance équivalente de la décharge. En effet plus celle-ci est faible et plus le milieu sera conducteur. La conduction du plasma peut augmenter avec deux paramètres : le diamètre de la décharge ou sa conductivité mais est-ce la conductivité de la décharge qui augmente ou est-ce son diamètre, ou encore sont-ce les deux? Afin de répondre à cette question, nous allons tout d'abord étudier le diamètre et donc le volume de la décharge en fonction de l'énergie dissipée.

### 3.2. Influence de l'énergie sur le diamètre de la décharge

Nous avons utilisé le même système d'imagerie rapide qu'avec l'alimentation inductive. Les temps de pause sont simplement beaucoup plus courts, car nous observons des décharges beaucoup plus lumineuses. Nous avons ici synchronisé la caméra sur la chute de la tension aux bornes du

condensateur. Du fait de la transmission du signal de TRIG à travers les câbles et de son temps de transfert à travers la caméra, la première image ne peut être prise que 200 ns après l'amorçage de la décharge. Nous présentons deux décharges sur la Figure III-18. Sur la première, l'énergie dissipée est de 60 mJ alors qu'elle est deux fois plus élevée dans la seconde. L'intensité lumineuse est normalisée par rapport à l'intensité lumineuse maximale de la première image de chaque série. Les deux décharges n'ont pas la même durée, c'est pourquoi dans les deux cas elles sont présentées pour une proportion de leur durée totale.

Dans les deux cas les décharges sont similaires :

- Elles sont cylindriques durant toute la durée de la décharge ;
- Le diamètre du cylindre a tendance à augmenter au début de la décharge jusqu'à se stabiliser à une valeur constante ;
- Un canal très lumineux apparaît au centre de la décharge (tache cylindrique blanche), juste après l'amorçage. Ce canal s'atténue ensuite très rapidement (en 200 ns).
- L'intensité lumineuse décroît avec le temps ;
- La durée de décharge déterminée par mesure électrique est compatible avec celle observée optiquement (bien sûr il reste un peu de signal lumineux correspondant à la post décharge mais celui-ci est extrêmement faible lorsque l'on normalise l'image par rapport à l'intensité maximale observée sur la première image).

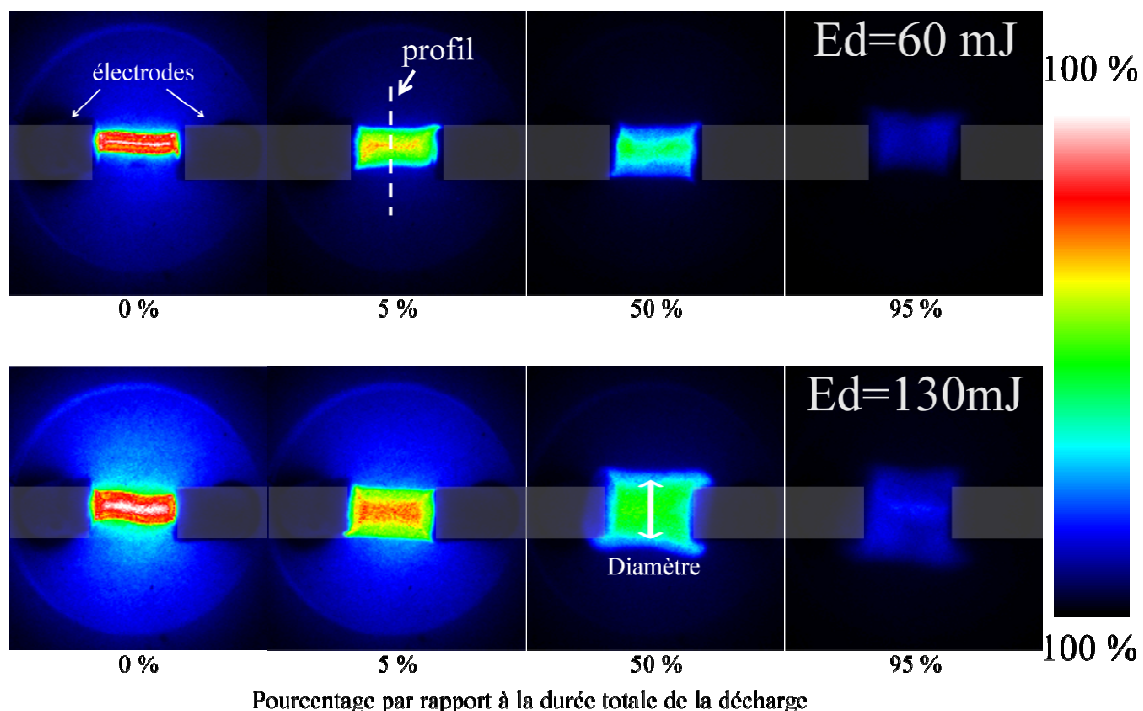


Figure III-18 : Evolution du volume de la décharge pour deux énergies différentes

La répartition de la décharge entre les deux électrodes est assez homogène. L'air serait donc chauffé dans tout l'espace entre les deux électrodes et non près de la cathode comme avec l'alimentation inductive. Cette différence est particulièrement notable du point de vue du fonctionnement de

l'actionneur. De plus l'érosion des électrodes est plus faible avec ce type d'alimentation qu'avec l'AI, puisque la décharge n'est pas localisée sur une seule électrode.

La principale différence entre les deux décharges visualisées en Figure III-18 provient de leurs diamètres. En effet, il semble augmenter avec l'énergie dissipée dans la décharge. Nous avons mesuré le diamètre à partir du profil de la décharge, en considérant la section où l'intensité lumineuse est supérieure à 10 % de l'intensité maximale. Comme on peut le voir sur la Figure III-19, ce diamètre possède une forte dispersion, il a ensuite été moyenné à partir d'une moyenne glissante pour ne pas trop avoir de dispersion sur les courbes. En effet il existe un écart de 0.2 mm entre la moyenne et les points mesurés comme on peut le voir sur la Figure III-19 pour  $C=5\text{ nF}$ .

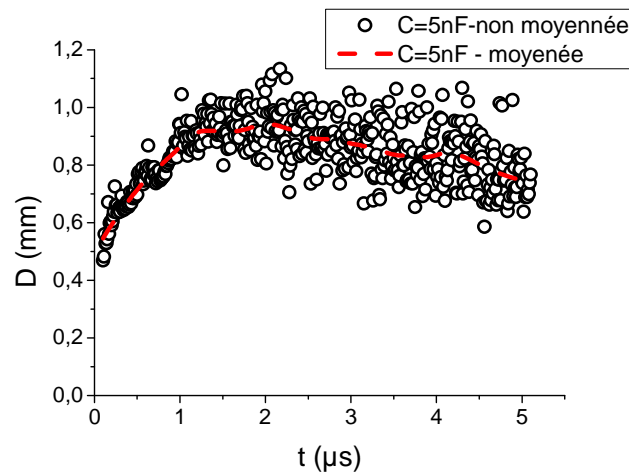


Figure III-19 : Diamètre de la décharge moyennée et non moyennée pour  $E_d=60\text{ mJ}$

Nous avons quantifié ce diamètre pour différentes conditions comme on peut le voir sur la Figure III-20. On observe clairement une augmentation du diamètre avec la valeur du condensateur.

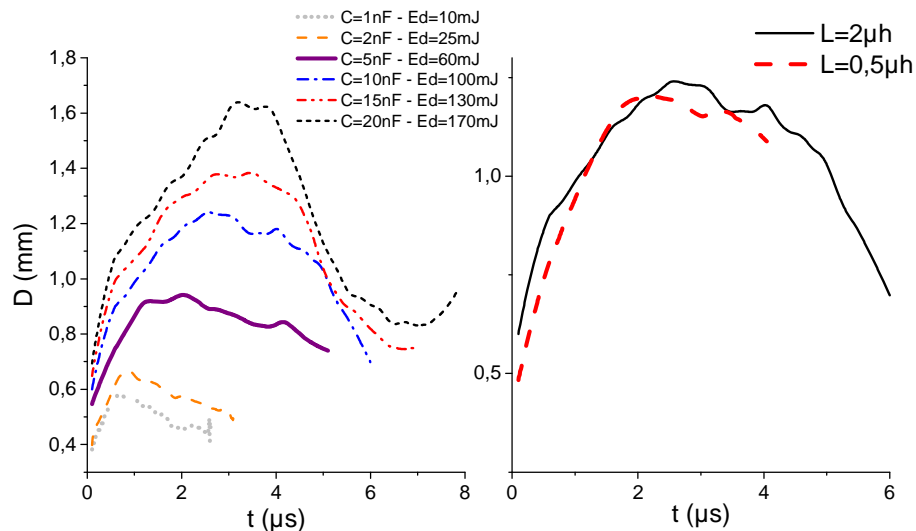


Figure III-20 : Diamètre des décharges en fonction de la capacité ( $L=2\mu\text{H}$ ); et de l'inductance ( $C=10\text{nF}$ )

L'augmentation du diamètre est très rapide lors des 300 premières nano secondes de la décharge. Ensuite le comportement est très différent suivant la valeur de l'énergie dissipée dans la décharge :

- Pour  $E_d \leq 25\text{mJ}$  : le diamètre continue d'augmenter jusqu'à une valeur maximale en environ  $1\text{ }\mu\text{s}$  puis décroît durant le reste de la décharge
- Pour  $E_d=60\text{ mJ}$  : Le comportement est identique au précédent, à la différence que la valeur maximale du diamètre est atteinte en  $1.5\text{ }\mu\text{s}$ , et que la décroissance est beaucoup plus longue.
- Pour  $E_d=100$  ou  $130\text{ mJ}$  : Le temps de montée jusqu'à la valeur maximale est un peu plus long, il tend ensuite à se stabiliser jusqu'à  $4\text{ }\mu\text{s}$ , avant de décroître plus rapidement par rapport aux cas précédents.
- Pour  $E_d=170\text{ mJ}$ , le temps de montée est de  $3\text{ }\mu\text{s}$ , ensuite la stabilisation est de très courte durée ( $1\text{ }\mu\text{s}$ ). La décroissance est aussi assez rapide, mais on observe une légère augmentation de la valeur du diamètre sur la fin de la décharge. Cette augmentation alors que la décharge est quasiment éteinte est à prendre avec précaution car la luminosité de la décharge lors de ces instants est très faible.

Nous avons aussi vérifié qu'il n'y avait pas d'influence de l'inductance du fil sur la décharge, puisque quelle que soit sa valeur, les courbes se superposent (Figure III-20). La décharge étant moins longue, on n'observe pas ou très peu la phase de décroissance du diamètre de la décharge.

Ainsi, le diamètre de la décharge n'est pas constant dans le temps. On observe une phase d'expansion, avant qu'il ne se stabilise pendant un temps plus ou moins long à une valeur constante. On observe ensuite une rétractation de son diamètre. De plus, le diamètre de la décharge augmente avec l'énergie dissipée dans cette dernière. Aux vues de ces observations, pour faire passer plus de courant dans le plasma, ce dernier a tendance à augmenter son diamètre. Il est aussi probable que ce phénomène s'accompagne d'un changement de conductivité du milieu. Pour vérifier cette hypothèse nous allons mesurer la température du plasma. En effet, la conductivité varie avec la température du milieu, il sera donc assez simple d'observer une variation de la conductivité si nous observons une variation de la température.

### **3.3. Influence de l'énergie sur la température de la décharge**

Comme dans le cas de l'AI, nous déterminons la température par spectroscopie d'émission optique. Il apparaît que le spectre créé par cette décharge est uniquement atomique, c'est-à-dire que l'on n'observe que des raies provenant de transition d'atome et aucune raie moléculaire (provenant de la transition d'une molécule), comme avec l'alimentation inductive. Par contre, dans certaines conditions il est possible de déterminer la température du gaz à partir de la température d'excitation des électrons.

#### **3.3.1. Calcul de la température du plasma**

Il faut tout d'abord considérer que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local. Cela revient à considérer que toutes les températures du plasma sont les mêmes et donc que la température d'excitation des électrons est égale à la température du gaz. Cette hypothèse est couramment admise



pour les décharges de type spark [73], [83], [85], [124–126]. Cependant elle ne peut se faire que si la densité électronique du milieu est suffisamment élevée, ce que nous vérifierons par la suite.

Pour le calcul de la température, nous utilisons la loi de Boltzmann qui exprime l'émissivité d'une raie de l'espèce  $j$  par la relation suivante :

$$J(T) = A_{nm} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda} g_n \cdot \frac{n_j^{tot}(T)}{U(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{k_b \cdot T}\right) \quad \text{Équation III-24}$$

où  $A_{nm}$  représente la probabilité de transition du niveau  $n$  au niveau  $m$ ,  $g_n$  le poids statistique du niveau  $n$ ,  $n_j^{tot}$  la densité totale de l'espèce  $j$ ,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière,  $\lambda$  la longueur d'onde de la raie,  $U$  la fonction de partition de l'espèce,  $E$  l'énergie du niveau  $n$ ,  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température du milieu.

L'émissivité absolue de la raie ( $J$ ) est difficile à déterminer et demande un dispositif expérimental calibré quantitativement. Il est par contre possible de déterminer la température à partir de l'intensité relative de plusieurs raies d'une même espèce. Il suffit dans l'Équation III-24, de considérer que l'émissivité est proportionnelle à l'intensité d'une raie ainsi :

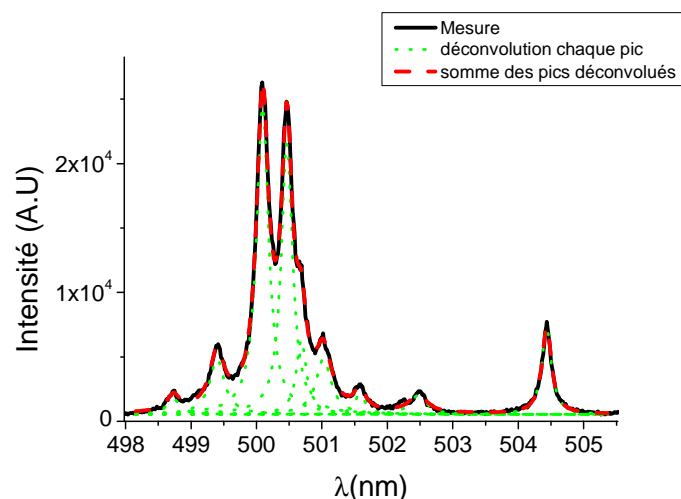
$$\ln\left(\frac{I \cdot \lambda}{g_n \cdot A_{nm}}\right) = \ln\left(\frac{hc}{4\pi} \cdot \frac{n_j^{tot}(T)}{U(T)}\right) - \frac{E_n}{k_b T} \quad \text{Équation III-25}$$

Le membre contenant la densité de l'espèce et la fonction de partition peut être considéré comme constant puisqu'il s'agit de la même espèce; l'équation devient donc :

$$\ln\left(\frac{I \cdot \lambda}{g_n \cdot A_{nm}}\right) = -\frac{E_n}{k_b T} + C^{ste} \quad \text{Équation III-26}$$

En utilisant plusieurs raies d'une même espèce, il est donc possible de construire un graphique avec en ordonnée le terme en logarithme, et en abscisse, l'énergie du niveau émetteur de la raie en question. Le graphique conduit donc une droite où le coefficient directeur est inversement proportionnel à la température. La mesure de température dépend donc de la précision du coefficient directeur, il est donc nécessaire d'avoir un spectre où les raies correspondent à des niveaux émetteurs assez éloignés (typiquement quelques eV).

Il faut donc trouver des raies dans la même fenêtre spectrale (15 nm avec le réseau de 2400 traits/mm), qui aient des énergies de niveau émetteur assez éloignées. De plus il faut une bonne connaissance de la transition de probabilité  $A_{nm}$  et du poids statistique  $g_n$ . Nous nous sommes intéressés aux raies de  $N^+$  au alentour de 500 nm qui répondent à ces critères, et dont nous présentons le spectre sur la figure suivante :

Figure III-21 : Spectre de  $N^+$  au alentour de 500 nm

Le spectre étant extrêmement rapproché, il est nécessaire de le déconvoluer, pour connaître l'intensité de chaque raie. La somme de chacun des pics se superposant à la mesure, nous avons conclu que notre déconvolution était correcte.

Les différentes raies étudiées pour calculer la température sont présentées dans le tableau suivant :

| Espèce | $\lambda$ (nm) | $g_n$ | $A_{nm}$ ( $s^{-1}$ ) | $E_n$ (eV) |
|--------|----------------|-------|-----------------------|------------|
| N II   | 499.737        | 1     | $6.98 \cdot 10^7$     | 23.451     |
| N II   | 499.437        | 3     | $7.11 \cdot 10^7$     | 23.447     |
| N II   | 500.148        | 7     | $1.04 \cdot 10^8$     | 23.158     |
| N II   | 500.515        | 9     | $1.14 \cdot 10^8$     | 23.168     |
| N II   | 500.732        | 5     | $7.43 \cdot 10^7$     | 23.441     |
| N II   | 501.062        | 3     | $2.10 \cdot 10^7$     | 20.963     |
| N II   | 501.639        | 5     | $1.59 \cdot 10^7$     | 23.15      |
| N II   | 502.566        | 7     | $1.04 \cdot 10^7$     | 23.158     |
| N II   | 504.51         | 3     | $3.37 \cdot 10^7$     | 20.963     |

Toutes les données de ce tableau sont extraites des travaux de Wiese et Fuhr [127], ainsi que du site de NIST [128]. Ces paramètres permettent de tracer la droite de Boltzmann comme présenté sur la figure suivante :

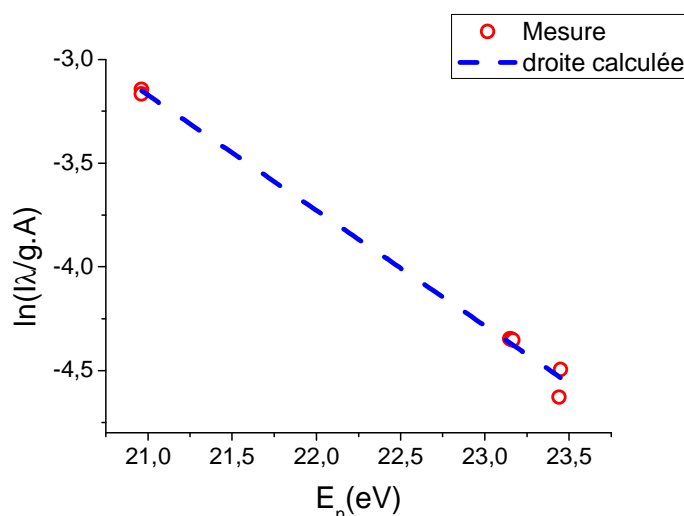


Figure III-22: Droite de Boltzmann

Le coefficient directeur étant inversement proportionnel à la température (à la constante de Boltzmann près) nous avons pu déterminer les températures d'excitation de la décharge en fonction du temps, en réalisant un spectre de la décharge à chaque instant. Cependant, le rayonnement de l'ion  $N^+$  n'est présent qu'au début de la décharge et non durant tout le temps de celle-ci comme on peut le voir sur la Figure III-23.

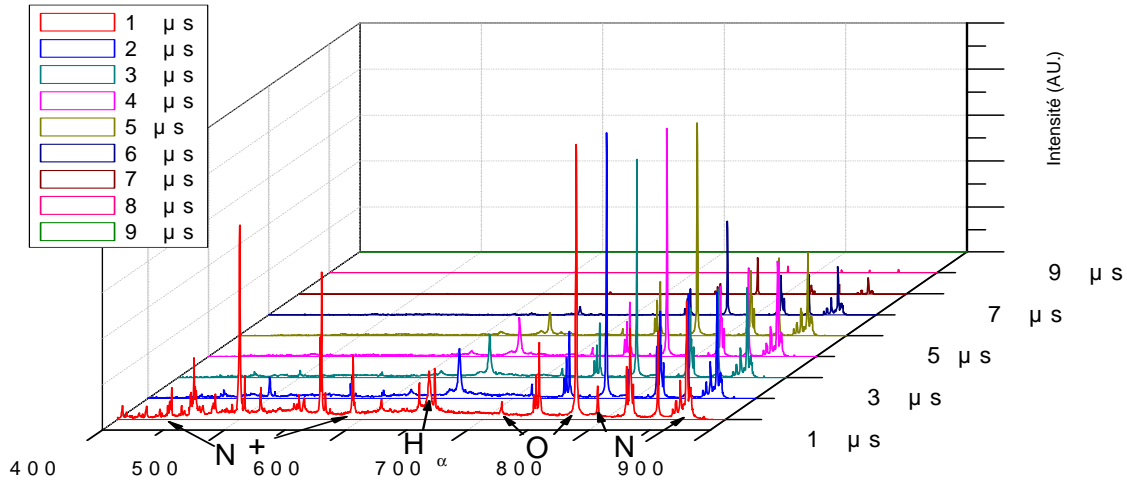


Figure III-23 : Evolution du spectre en fonction du temps

Le rayonnement de  $N^+$  est surtout présent en-dessous de 600 nm. Ensuite nous apercevons les raies d'hydrogène  $H_\alpha$  à 656 nm. Un peu plus haut en longueur d'onde il y a une présence de raie due à l'Oxygène (entre 770 nm et 794 nm), puis du rayonnement dû à l'azote N au dessus de 856 nm. L'émission d'oxygène, d'azote et d'hydrogène sont les seules raies présentes après la disparition du rayonnement de l'ion azote. Nous n'avons malheureusement pas trouvé une bande de raies suffisamment proches ayant des énergies du niveau émetteur suffisamment éloignées pour effectuer des mesures de températures à ces instants là.

Pour pallier ce problème et avoir la température de la décharge après la disparition de l'ion azote  $N^+$ , nous avons remplacé les électrodes en tungstène par des électrodes en cuivre qui ont la particularité de se sublimer ou d'éjecter des petites particules lorsqu'elles sont en contact avec la décharge [108]. Ces quelques atomes de cuivre vont par la suite créer des collisions avec des électrons et ainsi émettre du rayonnement comme on peut le voir sur la Figure III-24. Nous utilisons les transitions présentées sur le tableau suivant :

| Espèce | $\lambda$ (nm) | $g_n$ | $A_{nm}$ ( $s^{-1}$ ) | $E_n$ (eV) |
|--------|----------------|-------|-----------------------|------------|
| Cu I   | 510.55         | 6     | $1.28 \cdot 10^6$     | 3.82       |
| Cu I   | 515.32         | 2     | $0.60 \cdot 10^8$     | 6.19       |
| Cu I   | 521.82         | 4     | $0.75 \cdot 10^8$     | 6.19       |

Les paramètres de ces tableaux ont été donnés dans les articles suivants [84], [129–131]. Les raies sont suffisamment éloignées pour ne pas avoir à faire de déconvolution. Le calcul de la température se fait

de la même manière avec la droite de Boltzmann. Le fait d'avoir deux transitions au même niveau énergétique émetteur permet d'avoir une précision un peu meilleure. Nous avons donc pu calculer les températures à partir des atomes de cuivre dans leur niveau fondamental et des ions azote  $N^+$ , nous présentons les résultats sur la Figure III-25.

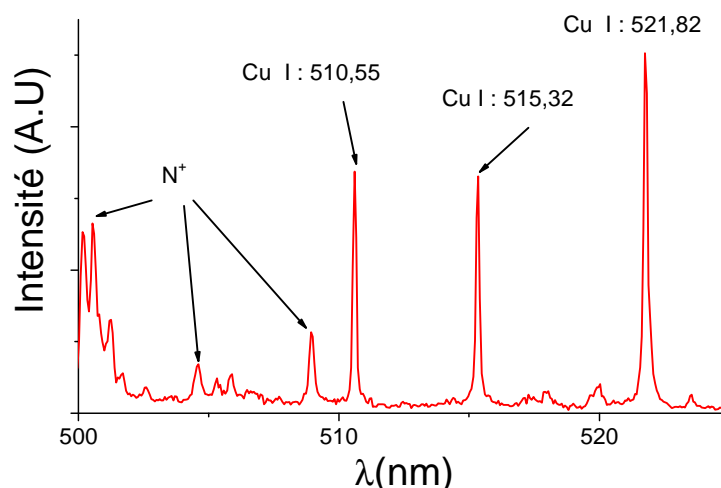


Figure III-24 : Exemple de spectre de cuivre

On observe une certaine concordance entre les températures mesurées à partir des atomes de cuivre et à partir des ions  $N^+$ . De plus, on observe une certaine dispersion d'environ 3000 K entre les mesures, cet écart tient ici lieu d'erreur sur la mesure. En effet, la mesure se base sur le rapport d'intensité, et sa précision dépend très fortement du coefficient directeur de la droite de Boltzmann. Une petite erreur sur l'intensité d'une raie entraîne un déplacement d'un point sur la droite de Boltzmann et donc la modification de la pente, et se traduit au final par une erreur importante sur la température.

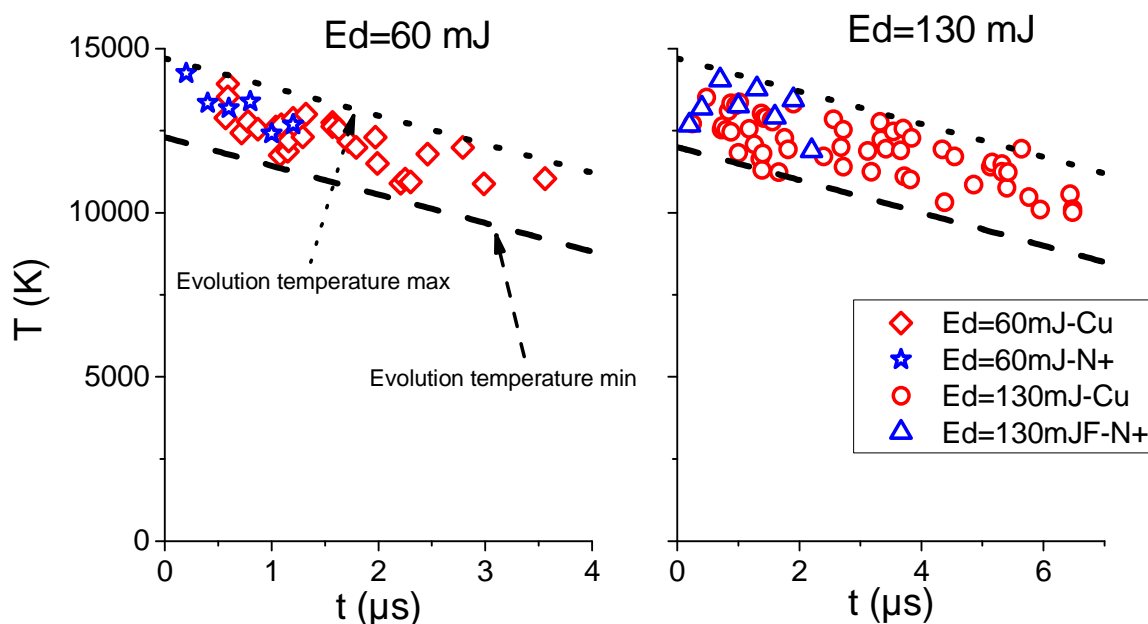


Figure III-25 : Température en fonction du temps pour deux énergies différentes

Les températures sont très élevées, ce qui est cohérent avec le fait d'avoir un spectre de la décharge entièrement atomique. En début de décharge on note la présence d'ions  $N^+$  qui disparaissent progressivement pour former des atomes d'azote (Figure III-23), on constate en effet que l'intensité des pics d'azote augmente lors de la disparition des pics liés à  $N^+$ . La disparition de ces ions montre bien que le plasma n'est plus assez énergétique pour en former de nouveaux, et donc que la décharge est moins chaude lors de cette phase de recombinaisons des ions  $N^+$  en atome N.

La température semble identique quelle que soit l'énergie dissipée dans la décharge, elle est de 14000 K en début de décharge et baisse jusqu'à 10500 K en fin de décharge. Ces températures semblent assez élevées, il s'agit ici de la température d'excitation, donc de la température électronique. Pour être certain qu'il s'agisse de la température du gaz il est nécessaire que le plasma soit à l'équilibre thermodynamique local.

### 3.3.2. Vérification de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique locale

On peut vérifier cette hypothèse en s'assurant que la densité électronique est supérieure à une certaine valeur [132]. Griem considère qu'un milieu est à l'équilibre thermodynamique local (ETL) si la densité électronique  $n_e > 10^{23} \text{ m}^{-3}$  [133], lorsque les températures électroniques sont de l'ordre de 1 eV, c'est-à-dire assez proche de notre cas. Selon Tu [134] qui réalise une revue des différents critères de l'ETL, des études numériques ont montré que Griem a surestimé la densité électronique minimale pour être à l'ETL. Herrera utilise les critères de McWhirter [135], qui sont moins restrictifs et qui indiquent qu'à la pression atmosphérique la densité électronique doit être supérieure à  $0.65 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  pour être à l'ETL. Quel que soit le critère, il est nécessaire de calculer la densité électronique. Elle peut être estimée par le calcul de l'élargissement par effet Stark de la raie d'hydrogène Balmer  $\alpha$  à 656.3 nm. Ainsi, cet élargissement peut être causé par plusieurs effets :

- L'élargissement Doppler, causé par l'agitation thermique. Le profil de l'élargissement est de type gaussien.
- Elargissement Van der Waals causé par des perturbations d'une espèce différente de celle perturbée. Cette interaction à courte portée est modélisée par un champ en  $1/r^6$ , où  $r$  est la distance entre les deux espèces. Son profil est de type Lorentzien.
- Elargissement par interaction résonnante causé par l'interaction entre l'atome émetteur et un atome de même type qui vient le perturber. L'interaction est due à un champ en  $1/r^3$ . Le profil d'élargissement est dans ce cas Lorentzien.
- Elargissement par effet Stark résultant de l'interaction entre l'espèce émettrice et d'autres particules perturbatrices chargées présentes dans le plasma. En effet, la présence d'un champ électrique modifie la dégénérescence des niveaux d'énergie qui se scindent en plusieurs niveaux discrets dont la séparation est fonction de l'intensité du champ électrique, donc de la distance avec la particule perturbatrice. L'effet statistique de l'ensemble des charges autour

des atomes émetteurs conduit à un spectre continu plutôt que discret, se traduisant par un élargissement de la raie. Le profil de cet élargissement est de type Lorentzien.

En plus de ces différents élargissements il y a aussi l'élargissement induit par l'appareil de mesure. Ce dernier est assez faible typiquement très inférieur à l'élargissement de raies observées (plusieurs nanomètres). De plus lorsque la densité électronique est suffisamment élevée, l'élargissement par effet Van der Waals et par résonance sont négligeables devant ceux causés par effet Doppler et effet Stark [136]. L'élargissement par effet Doppler et par effet Stark sont donc a priori prépondérants. Cependant le type d'élargissement est dans les deux cas différent, gaussien pour le premier et Lorentzien pour le second. Afin d'extraire le profil d'élargissement causé par l'effet Stark, nous allons modéliser nos mesures par un profil de Voigt qui résulte de la convolution entre un profil gaussien et un Lorentzien.

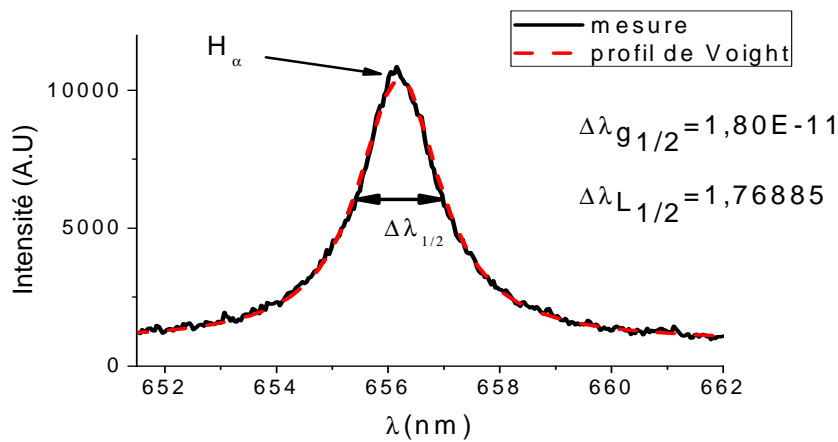


Figure III-26 : Mesure de la raie H-alpha et profil calculé

Il se trouve que dans nos conditions, l'élargissement à mi hauteur du profil gaussien  $\Delta\lambda_g$  est négligeable devant l'élargissement du profil Lorentzien  $\Delta\lambda_L$ . L'élargissement de la raie  $H_\alpha$  est donc uniquement causé par effet Stark. Nous pouvons donc calculer la densité électronique à partir de cette largeur à mi hauteur  $\Delta\lambda_{1/2}$  comme il est fait référence dans la littérature [137], [138] :

$$n_e = 8.02 \cdot 10^{18} \cdot \left( \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\alpha_{1/2}} \right)^{3/2} \text{ en m}^{-3} \quad \text{Équation III-27}$$

Cette formule contient la largeur à mi hauteur naturelle  $\alpha_{1/2}$  tabulée dans l'article de Kepple et Griem [139], et dépend de la température, mais ne change quasiment pas entre 10000 et 15 000 K. L'élargissement ainsi que la largeur à mi hauteur naturelles sont donnés en angström. La formule précédente est une approximation dans laquelle l'effet Stark ne prend en compte que les collisions induites par des électrons et non celles causées par les ions. En effet la vitesse des premiers est bien plus importante, provoquant ainsi des collisions plus énergétiques. La formule complète mais plus complexe à mettre en œuvre est disponible dans les articles suivants [130], [134]. Nous présentons sur la figure suivante les densités électroniques calculées pour une énergie dissipée dans la décharge de 60

et de 130 mJ, ainsi que le minimum de densité électronique pour être à l'ETL selon les critères de Griem et de McWhirter.

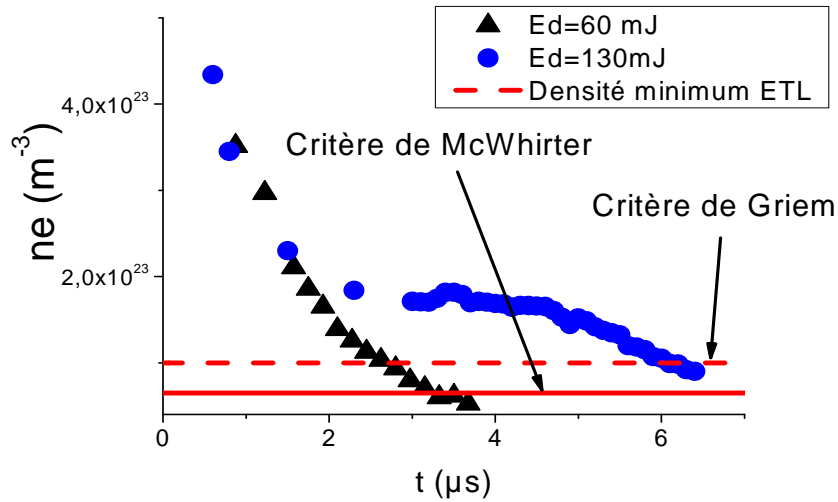


Figure III-27 : Densité électronique pour deux énergies différentes

On observe une légère différence dans l'évolution de la densité électronique en fonction du temps pour les deux énergies. Elles semblent être confondues en début de décharge, mais divergent sur la fin. Pour  $E_d = 130 \text{ mJ}$ , il semble y avoir un plateau pendant lequel la densité électronique est aux alentours de  $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Ce plateau est probablement dû au fait qu'il reste une partie importante d'énergie à dissiper. Dans les deux cas le plasma semble être à l'ETL pendant la majeure partie de la décharge. Les températures électroniques mesurées plus haut nous renseignent sur la température de la décharge.

On trouve dans la littérature des mesures de température de décharge spark générées par des condensateurs [73], [83], [130], [140], [141]. Les plus anciennes mesures datent de 1946 et ont été effectuées par Meek et Craggs [140] : pour des décharges ayant un courant pic de 200 A, ils observent une température de 12 000 K pour une densité électronique de  $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Il s'agit ici d'une température moyenne et non d'une température en fonction du temps. Plus récemment, Behringer a mesuré 20 000 K, mais dans son cas le pic de courant est de plusieurs dizaines de kA expliquant ainsi la différence de température avec notre cas d'étude. Pour des énergies bien plus faibles (6 mJ), Zaepffel [73], observe des températures de 11 000 K. Pour des niveaux énergétiques assez similaires aux nôtres [83], [130] la température avoisinerait également les 11 000 K. Il semble que nous soyons un peu supérieurs à ces valeurs puisque notre température semble décroître entre 14 000 et 10 500 K selon le même profil que celui observé par Nassef [83]. Cette différence peut s'expliquer par plusieurs raisons :

- La densité électronique indique que sur la fin de la décharge, le plasma ne semble plus être à l'ETL, la température du gaz serait donc plus faible que la température électronique. Cette considération donne une explication pour les températures mesurées en fin de décharge, mais pas pour les niveaux élevés après l'amorçage.

- Le mesure n'est pas focalisée à un endroit précis du plasma, mais donne l'intensité lumineuse dans sa globalité. Des études ont montré que sur des arcs pulsés [142], [143] ou dans des sparks induits par laser[85], [137], la température n'est pas homogène dans tout le milieu, elle est maximum en son centre et décroît jusqu'aux bords de la décharge. Cette décroissance peut être relativement importante car la température peut être de 13 000 K en son centre et descend jusqu'à 8 000 K sur les bords de la décharge [143]. Si notre décharge obéit à cette hypothèse, la valeur de la température moyenne serait alors plus proche de celle mesurée par Nassef et Restrepo [83], [130].
- Enfin nous avons observé une forte dispersion sur la mesure. Il est possible que la température la plus correcte soit celle des points ayant la température la plus faible (courbe en tirets sur la Figure III-25). La température évoluerait dans ce cas entre 12 000 K et 9000 K en fin de décharge.

Nous avons mesuré les températures électroniques par spectroscopie d'émission optique en nous basant sur les raies des atomes de cuivre et des ions  $N^+$ . La sensibilité de la mesure n'est pas très fine puisque nous observons des écarts de l'ordre de 3000 K. Ces températures électroniques sont égales à la température du gaz puisque la mesure de la densité électronique par élargissement Stark de la raie H- $\alpha$  nous montre que l'équilibre thermodynamique local est bien vérifié. Les températures mesurées sont cependant un peu importantes par rapport à celles observées dans des cas similaires. Nous observons une décroissance de la température dans le temps. Ce phénomène induit une diminution de la conductivité du plasma au cours du temps. Cependant la température n'étant pas modifiée avec l'énergie dissipée dans la décharge, on peut conclure que la conductivité du plasma n'est pas modifiée par le pic de courant maximal de la décharge. Et donc lorsque le courant augmente c'est bien le volume de la décharge qui est modifié et non la conductivité du milieu.

### **3.4. Conclusion sur l'influence de l'énergie dans la décharge générée par l'alimentation capacitive**

Nous avons observé une augmentation de la durée ainsi que du volume de la décharge avec l'énergie. Par contre la température de la décharge ne semble pas être modifiée par ce paramètre. L'augmentation de l'énergie dissipée dans la décharge se traduit donc par une augmentation du volume de la décharge, mais pas de la température.

De plus nous avons vu que le modèle électrique équivalent de la décharge était une résistance constante. La décharge étant cylindrique il serait intéressant de vérifier par une modélisation assez simple si l'on peut retrouver les valeurs de résistance équivalente calculées plus haut par une modélisation à partir des mesures effectuées sur le plasma. En effet, la résistance dépend de la longueur et de la surface du plasma que nous connaissons mais aussi de la conductivité que l'on peut



estimer à partir des mesures de température. Nous allons donc maintenant calculer la résistance équivalente à partir des mesures optiques.

## 4. Calcul de la résistance équivalente de décharge à partir des mesures optiques

Le plasma étant confiné dans un volume cylindrique nous pouvons de façon très simple donner sa résistance à partir de l'équation suivante :

$$R_{eq} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S} \quad \text{Équation III-28}$$

avec  $l$  la distance inter électrodes qui est de 1.4 mm,  $S$  la surface du plasma déterminée à partir des mesures de diamètre de la décharge, et  $\sigma$  la conductivité du plasma que nous allons estimer à partir des mesures de température.

### 4.1. Détermination de la conductivité du plasma

Des recherches menées par l'équipe AEPTT du laboratoire LAPLACE, ont permis par calcul de déterminer la conductivité d'un milieu à l'ETL en fonction de sa température. Ces calculs prennent notamment en compte les vapeurs métalliques présents dans le milieu. Yann Cressault, Maître de conférences au LAPLACE, a accepté de me transmettre les conductivités du milieu en fonction du pourcentage de cuivre présent dans la décharge comme on peut le voir sur la Figure III-28. Les méthodes de calcul de la conductivité ainsi que d'autres coefficients de transport sont exposées dans l'article [144].

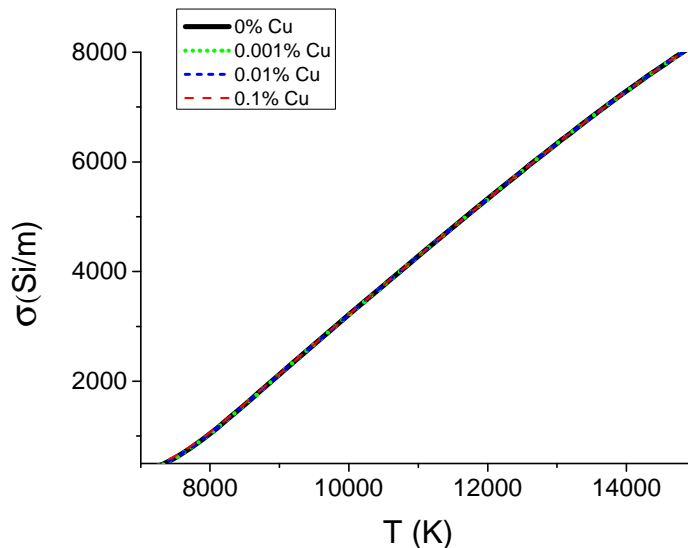


Figure III-28 : Conductivité d'un milieu en fonction de la température pour différents pourcentages de cuivre contenu dans la décharge [144]

Nous avons considéré le pourcentage de cuivre car nos mesures de température ont été effectuées en partie sur l'émission des atomes de cuivre provenant des électrodes. Le plasma contient donc un faible

pourcentage de cuivre. Des travaux sur l'érosion d'électrodes de cuivre [108] par décharge spark ont montré que la perte de masse est extrêmement faible (quelque nano grammes par spark pour des énergies de 200 mJ). Nous avons donc considéré des pourcentages de cuivre inférieurs à 0.1 % dans le plasma. Or, pour la gamme de température considérée, la conductivité n'évolue pas avec le pourcentage de cuivre présent dans la décharge lorsque ce dernier est inférieur à 0.1%. Nous avons ensuite linéarisé cette courbe afin de pouvoir déterminer la conductivité en fonction du temps à partir de nos mesures de température. Nous avons choisi d'effectuer le calcul de résistance à partir des évolutions de la température minimale et non de la température moyenne car elle semble plus proche de celle observée dans des cas similaires.

## 4.2. Choix du diamètre de la décharge

Le diamètre de la décharge a été mesuré à partir des photographies rapides comme précédemment. L'erreur sur la mesure a été évaluée à 0.2 mm (Figure III-19). Nous avons donc calculé les résistances correspondant au diamètre moyen mais aussi pour sa valeur minimale et sa valeur maximale, c'est-à-dire en retirant et ajoutant l'erreur de 0.2 mm au diamètre moyen.

## 4.3. Calcul de la résistance

Nous avons à disposition l'évolution de la conductivité et du diamètre en fonction du temps. Dans un premier temps la résistance est calculée en fonction du temps avant d'être moyennée afin de la comparer aux mesures électriques. Nous présentons l'évolution de la résistance pour des énergies de 60 et 130 mJ sur la Figure III-29.

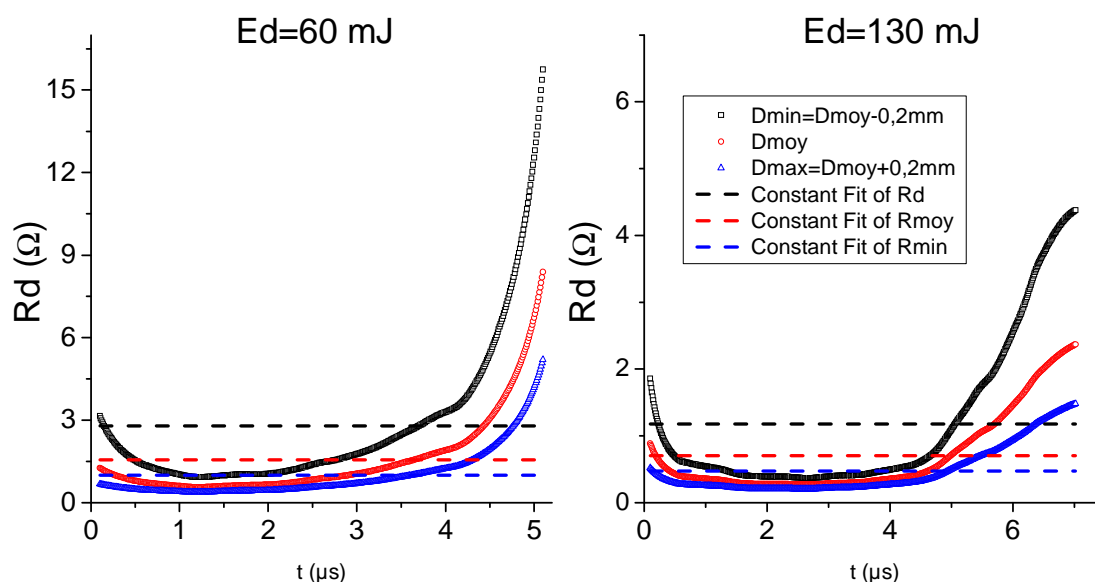


Figure III-29 : résistance équivalente calculée à partir des paramètres optiques du plasma

Dans les deux cas la résistance calculée à partir des paramètres plasma décroît rapidement au début de la décharge avant de se stabiliser à une valeur constante puis augmente à nouveau lorsque la décharge

s'éteint. Ces mesures traduisent bien le fait que l'impédance de la décharge chute lors de l'allumage et croît lors de l'extinction. De plus, un écart assez faible sur le diamètre à des conséquences importantes sur la résistance équivalente calculée. Nous présentons la comparaison des résistances calculées à partir des paramètres optiques et moyennées sur toute la durée de la décharge avec celles calculées à partir des mesures électriques dans le tableau suivant :

| Méthode de calcul | Optique                                |  |  | Electrique           |                             |
|-------------------|--|--|--|----------------------|-----------------------------|
|                   | <b>R<sub>d</sub><sub>min_opt</sub></b> | <b>R<sub>d</sub><sub>moy_opt</sub></b> | <b>R<sub>d</sub><sub>max_opt</sub></b> | <b>R<sub>d</sub></b> | <b>Erreur R<sub>d</sub></b> |
| Ed=60 mJ          | <b>1,00 Ω</b>                          | <b>1,57 Ω</b>                          | <b>2,79 Ω</b>                          | <b>1.97 Ω</b>        | <b>0.17 Ω</b>               |
| Ed=130 mJ         | <b>0,47 Ω</b>                          | <b>0,71 Ω</b>                          | <b>1,18 Ω</b>                          | <b>0.91 Ω</b>        | <b>0.22 Ω</b>               |

Avec le modèle électrique, les résistances ont été recalculées à partir des courbes courant tension enregistrées lors de la mesure des températures et d'imagerie de la décharge. L'erreur de mesure représente l'écart type. La méthode optique donne des résultats de résistance assez proches de la méthode électrique, de sorte que le résultat électrique soit toujours compris entre la valeur moyenne et la valeur maximale de la méthode optique.

Cette méthode de calcul de résistance n'est présentée que pour vérifier si les ordres de grandeur du volume et les températures de décharge sont corrects. Aux vus des résultats obtenus, les températures et diamètre mesurés sont satisfaisants.

On peut aussi déterminer la température de la décharge avec la résistance calculée à partir de l'amortissement du courant et de la tension de décharge en section 2.2 et la mesure du diamètre de la décharge.

#### **4.4. Détermination de la température de la décharge à partir du modèle équivalent**

On considère que la résistance équivalente calculée électriquement s'exprime sous la forme suivante :

$$R_d = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S} \quad \text{Équation III-29}$$

avec  $l$  la distance inter électrodes qui est de 1.4 mm,  $S$  la surface du plasma déterminée à partir des mesures de diamètre de la décharge, et  $\sigma$  la conductivité du plasma qui servira à déterminer la température.

La résistance calculée à partir de l'amortissement en section 2.2 est mesurée avec une bonne précision, elle sert donc de référence pour le calcul de température; par contre le diamètre de décharge présente une erreur de plusieurs millimètres, nous allons donc calculer les températures de la décharges pour le diamètre moyen, mais aussi pour ses valeurs minimale et maximale. Pour donner la valeur de la température, on moyenne tout d'abord le diamètre sur toute la durée de la décharge, puis en injectant cette moyenne dans l'expression de la résistance, on détermine la conductivité et donc la température (Figure III-28). Nous avons ainsi trois valeurs de température moyenne de la décharge correspondant chacune au diamètre moyen mais aussi aux diamètres moyens minimum et maximum. Ces

températures sont ensuite comparées à celles mesurées par spectroscopie d'émission optique. Comme les températures mesurées par spectroscopie décroissent en fonction du temps (Figure III-25), nous avons calculé leurs moyennes, la moyenne basse puis la moyenne haute sur toute la durée de la décharge. La moyenne basse correspond à la courbe du minimum de température de la Figure III-25, et la moyenne haute correspond à la courbe du maximum de température sur la Figure III-25. Ces résultats sont comparés dans le tableau suivant :

| Energie | Diamètre | Conductivité (Si/m) | Température calculée (K) | Température moyenne spectro (K) |         |         |
|---------|----------|---------------------|--------------------------|---------------------------------|---------|---------|
|         |          |                     |                          | Minimum                         | Moyenne | Maximum |
| 60 mJ   | Minimum  | 3501                | 10 300                   | 10 560                          | 11 760  | 12 960  |
|         | Moyen    | 1339                | 8300                     |                                 |         |         |
|         | Maximum  | 860                 | 7800                     |                                 |         |         |
| 130 mJ  | Minimum  | 4133                | 10 850                   | 10 250                          | 11 600  | 12 950  |
|         | Moyen    | 1861                | 8750                     |                                 |         |         |
|         | Maximum  | 1275                | 8200                     |                                 |         |         |

Le calcul de température avec la résistance équivalente correspond aux températures mesurées par spectroscopie lorsque le diamètre est minimal et lorsque l'on effectue la moyenne sur la courbe de température minimale de la Figure III-25.

La résistance calculée à partir du coefficient d'amortissement est connue avec une bonne précision, ce n'est pas tout à fait le cas du diamètre de la décharge qui se base sur des observations. En effet, lorsque l'on utilise le diamètre moyen, les températures de décharge calculées à partir de la résistance équivalente sont très inférieures à celle mesurées par spectroscopie. Ainsi le diamètre de la décharge semble être inférieur à nos mesures.

De plus, en considérant que le calcul de température à partir de la résistance équivalente est correct lorsque l'on utilise le diamètre minimal, les températures mesurées par spectroscopie serait un plus faible que celle obtenues, et se situeraient dans la moyenne basse.

## 5. Conclusion

Nous avons présenté l'essentiel du travail effectué sur l'alimentation capacitive. Nous allons maintenant récapituler les informations les plus importantes de cette section. Nous avons réalisé une alimentation de type capacitive qui génère des décharges qui fonctionnent à 2 kHz et pouvant dissiper des énergies de 250 mJ. Les décharges générées sont de type spark, elles se comportent comme des résistances de faible impédance. Si ces dernières sont supérieures à l'impédance du fil qui les relie au condensateur, elles sont tout de même du même ordre de grandeur. Une part non négligeable de l'énergie stockée dans le condensateur est donc dissipée dans les fils, et nous arrivons au maximum à dissiper 170 mJ dans la décharge quand 250 mJ sont stockées dans le condensateur. Cette différence n'est pas un grave problème car les vitesses de jet devraient être tout de même très élevées d'après les estimations effectuées lors du premier chapitre.

Les décharges générées par ces alimentations ont des niveaux de courant très importants alors que la tension de décharge est assez réduite. Lors de l'amorçage, cette dernière passe de quelques kilos Volt à quelques centaines de Volt en une dizaine de nano secondes.

Par la suite la décharge se comporte comme une résistance, et nous avons montré qu'elle pouvait être considérée comme constante. Nous avons validé ce résultat par un calcul énergétique et par des simulations sous Pspice. Ces dernières montrent tout de même que le modèle électrique équivalent n'est pas rigoureusement parfait lors de l'allumage et de l'extinction de la décharge, ce qui est logique puisque durant ces phases la décharge passe d'un circuit ouvert à un circuit fermé et vice-versa.

De plus notre alimentation permet de modifier l'énergie dissipée dans la décharge par un simple changement de la valeur de la capacité qui alimente la décharge. L'énergie a une influence assez importante sur la décharge. Tout d'abord elle tend à en augmenter légèrement la durée (tout en restant toujours de quelques microsecondes). Mais surtout l'augmentation de l'énergie augmente fortement le courant dans la décharge. Cette augmentation de courant se traduit par un élargissement de la décharge, et ce sans changement notable de la conductivité du milieu. En effet, cette augmentation du diamètre de la décharge avec l'énergie n'est pas corrélée à une modification de la température.

En ce qui concerne les caractéristiques du plasma, on remarque que la décharge est bien répartie entre les deux électrodes puisqu'elle est cylindrique durant toute la durée de la décharge. La température est, elle, supérieure à 10 000K.

Les caractéristiques de la décharge créée par l'alimentation capacitive sont donc très différentes de celles obtenues avec l'alimentation inductive. Nous allons maintenant résumer les caractéristiques des deux décharges, afin de bien marquer ces différences.

## **6. Comparaison de l'alimentation inductive et capacitive**

Les deux alimentations présentées dans ce chapitre ont une structure très similaire tout comme leur mode de fonctionnement. En effet dans un premier temps, l'énergie est stockée dans le transformateur lorsque l'on ferme le transistor. Sa valeur dépend du temps de fermeture du transistor. Une fois l'interrupteur ouvert, la tension au secondaire du transformateur augmente par l'intermédiaire d'un circuit LC parallèle. Une fois que la tension aux bornes de la capacité atteint la tension de claquage, la décharge est produite dans l'actionneur. Les décharges générées ne sont pas du tout les mêmes puisque dans le cas de l'alimentation inductive, le condensateur correspond à celui de la capacité entre spires du transformateur (de quelques centaines de pico Farad), alors que dans le cas de l'alimentation capacitive il s'agit d'une capacité supplémentaire que nous avons connectée, égale à plusieurs nano Farad. La valeur du condensateur modifie complètement la nature de la décharge. En effet, si elle est suffisamment élevée, la quasi intégralité de l'énergie stockée dans le transformateur est transférée au condensateur. La décharge est dans ce cas contrôlée par une capacité. Si au contraire la capacité est très faible, l'énergie stockée dans cette dernière est très petite par rapport à celle contenue dans le transformateur, et ne sert qu'à amorcer la décharge. Ensuite la décharge est entretenue par l'énergie

contenue dans le transformateur. Donc dans le cas de l'alimentation inductive, le condensateur gère l'allumage du plasma, mais c'est ensuite l'inductance du transformateur qui contrôle la décharge. Les décharges sont donc contrôlées par deux éléments électriques différents, nous rappelons en quoi cela modifie les caractéristiques du plasma dans le tableau suivant :

|                            | <b>Alimentation inductive</b>          | <b>Alimentation Capacitive</b>                |
|----------------------------|--|---|
| <b>Type de décharge</b>    | Glow à fort courant                    | Spark   |
| <b>Modèle électrique</b>   | Tension constante : 400V               | Resistance constante ( $\approx 1-2 \Omega$ ) |
| <b>Niveau de courant</b>   | $0.05 < I_{\max} < 0.7 \text{ A}$      | $50 < I_{\max} < 400 \text{ A}$               |
| <b>Durée de décharge</b>   | $100 \mu\text{s} < t < 1.5 \text{ ms}$ | $t < 10 \mu\text{s}$                          |
| <b>Localisation Plasma</b> | Proche cathode                         | Homogène entre les électrodes                 |
| <b>Température Plasma</b>  | 1800 K                                 | $> 10\,000 \text{ K}$                         |

L'air présent entre les deux électrodes ne va donc pas être chauffé de la même manière avec ces deux alimentations :

- L'alimentation inductive va chauffer l'air présent aux abords de la cathode pendant un temps assez long et à une température assez modérée.
- L'alimentation capacitive, va chauffer tout l'air présent entre les deux électrodes de manière assez violente (forte température) et pendant un temps très court.

La vitesse de transmission de l'énergie à la décharge va donc être très différente pour les deux alimentations. Nous présentons sur la Figure III-30 l'évolution de l'énergie transmise à la décharge en fonction du temps pour les deux alimentations.

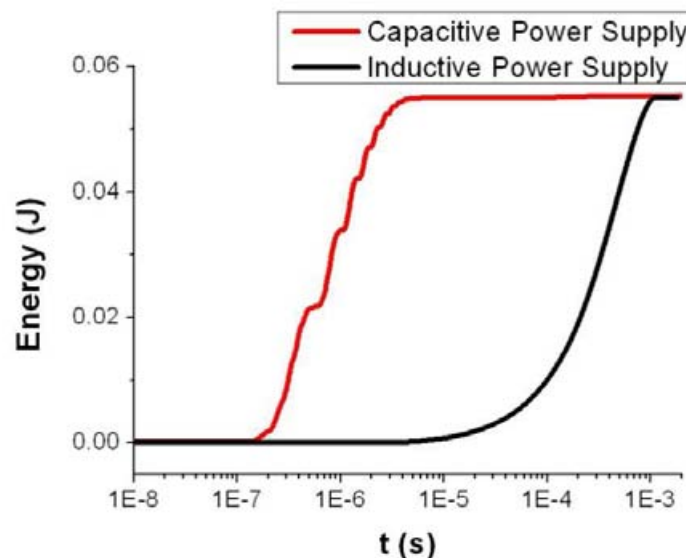


Figure III-30: Vitesse de transmission de l'énergie en fonction du temps pour les deux alimentations

L'énergie est donc transférée de manière extrêmement rapide avec l'alimentation capacitive, alors qu'elle est transmise doucement avec l'alimentation inductive. Cette différence résume bien toutes

celles énumérées dans le tableau précédent, puisque d'une certaine manière, elle prend en compte la durée de la décharge, mais aussi le courant, le volume et la température du plasma.

Nous allons dans le prochain chapitre étudier l'influence de la vitesse de transmission de l'énergie et donc de l'alimentation, sur l'actionneur. La différence de vitesse de transmission de l'énergie peut jouer sur plusieurs paramètres qu'ils soient thermiques (température de l'air dans l'actionneur après la décharge), ou bien aérodynamiques (vitesse de jet, durée du jet, volume expulsé).





## **Chapitre IV : Influence du mode d'alimentation sur les performances de l'actionneur**



## **Chapitre IV : Influence du mode d'alimentation sur les performances de l'actionneur**

Nous avons conçu deux alimentations électriques pour alimenter les générateurs de jet synthétique à plasma (JSP) : une de type capacitive (AC) et une de type inductive (AI). Dans l'AC un condensateur fournit l'énergie à la décharge alors que dans l'AI cette énergie est fournie par une inductance. Les plasmas générés ont par conséquent des caractéristiques très différentes :

- Une décharge très chaude ( $>10\,000\text{K}$ ) et brève (quelques  $\mu\text{s}$ ) est obtenue avec l'AC;
- Une décharge moins chaude ( $1800\text{ K}$ ) mais beaucoup plus longue (quelques centaines de  $\mu\text{s}$ ) avec l'AI.

L'énergie n'est donc pas transférée sur la même durée, ce qui explique que la montée en température de l'air présent dans l'actionneur s'opère de manières très différentes dans les deux cas. Le chauffage du gaz étant responsable de la montée en pression, on peut s'attendre à un changement du comportement de l'actionneur en fonction de l'alimentation utilisée. En effet, les températures de l'air après la décharge ne seront pas les mêmes, ainsi les vitesses et durée de jet obtenues n'auront pas les même caractéristiques. Nous allons dans ce chapitre étudier l'influence de la vitesse de transfert de l'énergie sur plusieurs paramètres : tout d'abord sur les aspects thermiques qui reflètent le chauffage du gaz, puis sur les performances aérodynamiques et enfin sur le rendement de l'actionneur.

### **1. Comportement thermique de l'actionneur**

Le comportement thermique de l'actionneur est fondamental pour comprendre son fonctionnement. En effet, l'énergie transmise à l'air par la décharge modifie sa température. La phase de montée en température étant très brève, on peut considérer dans une première approximation que l'air n'a pas le temps de s'échapper par l'orifice situé sur le capuchon ; le système peut donc être considéré comme fermé et dans ces conditions, la pression augmente aussi vite que la température. Les échanges thermiques conditionnent donc bien les performances du JSP. La mesure *in situ* de la température de la cavité donnerait une information intéressante mais la réalisation technique en est impossible. En effet, les dimensions du JSP sont trop réduites pour permettre l'insertion d'un capteur, et il faudrait que celui-ci possède un temps de réponse très rapide du fait que l'air est expulsé très rapidement.

Toutefois les parois de la cavité seront également chauffées par conduction, contribuant ainsi à une augmentation globale de la température du JSP. Comme nous ne pouvons pas mesurer la température de l'air après la décharge électrique, nous allons mesurer celle du capuchon qui est représentative des pertes thermiques puisqu'une partie de l'énergie transmise via la décharge électrique va se transformer par conduction en chaleur transmise au capuchon. Vis-à-vis de l'actionneur, cette énergie thermique est bien une perte puisqu'elle ne participe pas à la formation du jet. Dans un système sans pertes, l'air

chaud serait entièrement expulsé et il n'y aurait aucune transmission de chaleur entre le gaz et les parois de la cavité. La mesure de température du capuchon nous renseigne donc sur les performances de l'actionneur. Nous allons dans un premier temps présenter les moyens expérimentaux mis en œuvre pour effectuer ces mesures.

### 1.1. Caméra thermique

Nous avons mesuré les températures du capuchon à partir d'une caméra thermique FLIR SC6700. Cette caméra mesure le flux de rayonnement infrarouge produit par un matériau à une température donnée. Elle interprète ce rayonnement infrarouge comme étant celui d'un corps noir, c'est-à-dire un corps idéal qui absorberait toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans la rayonner ni la transmettre. En revanche, lorsque ce corps change de température son spectre est modifié et cette modification ne dépend que de sa température. La forme de son spectre permet ainsi de déterminer sa température. La caméra infrarouge traduit donc un spectre électromagnétique donné en une température de corps noir. La FLIR SC6700 est capable de mesurer des rayonnements électromagnétiques compris entre 1 et 5  $\mu\text{m}$ , correspondant à des températures de corps noir allant de  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $+350\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Cette plage de fonctionnement peut être augmentée grâce à l'utilisation de filtres. Il est bien entendu nécessaire d'étalonner la caméra avec un corps noir afin d'avoir une mesure correcte. Cette opération est effectuée régulièrement au laboratoire.

Un corps réel émet moins de rayonnement qu'un corps noir et il faut tenir compte de ce phénomène pour pouvoir calculer la température réelle de l'objet. L'utilisation de l'émissivité d'un matériau devient alors nécessaire. Elle correspond au rapport entre l'énergie rayonnée par un matériau et celle d'un corps noir, et est donc nécessairement inférieure à 1. Le logiciel fourni avec la caméra permet de déterminer la température réelle pour une émissivité donnée.

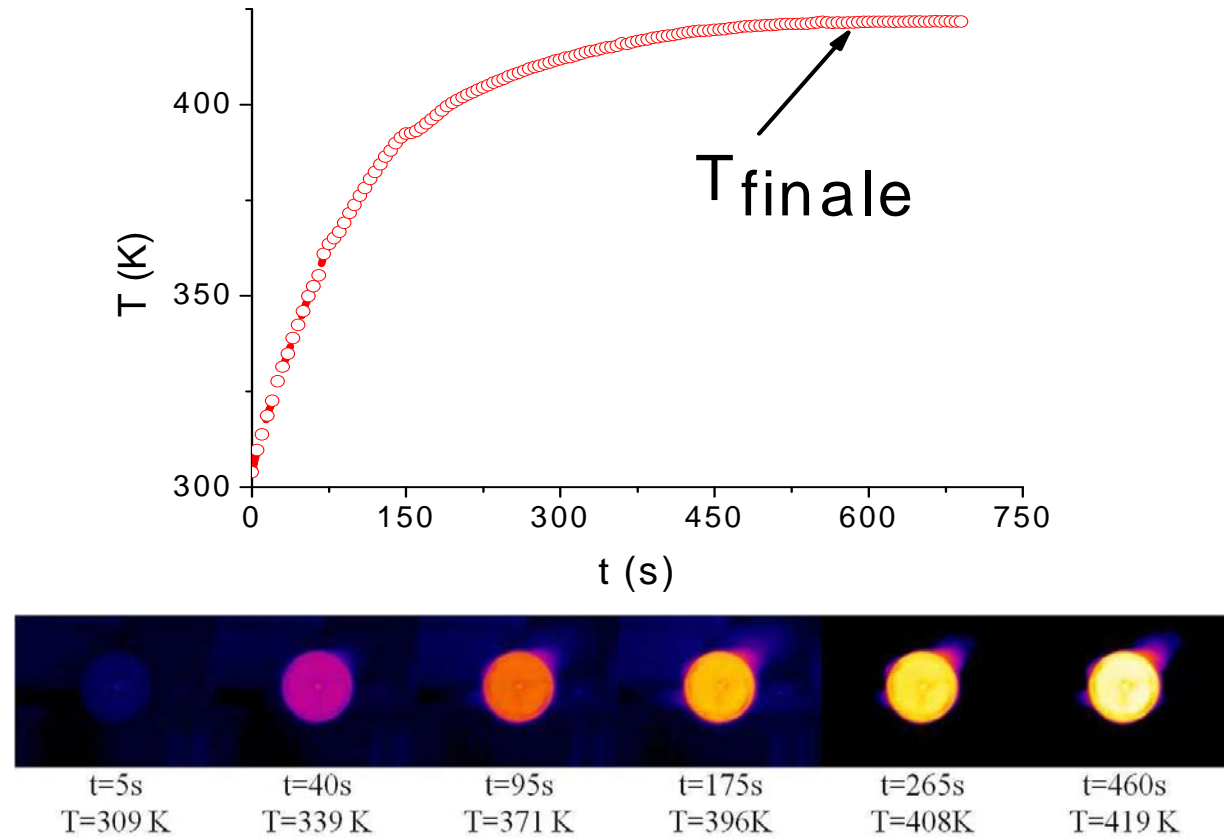
L'émissivité dépend évidemment du matériau, de son état de surface, de sa pureté, mais aussi de son oxydation éventuelle. Pour le laiton, elle est de :

- $\varepsilon=0.22$  lorsqu'il est mat
- $\varepsilon=0.64$  lorsqu'il est oxydé
- $\varepsilon=0.03$  lorsqu'il est poli
- $\varepsilon=0.20$  lorsqu'il est abrasé avec un grain de 80.

Comme nous pouvons le constater, l'émissivité du laiton dépend tellement de son état de surface qu'il est impossible de déterminer directement la température du capuchon. Nous avons donc peint le capuchon avec une légère couche de peinture spéciale utilisée en thermographie. Cette peinture a la propriété d'avoir une émissivité de 0.98 tant que la température du milieu reste inférieure à  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Pour ne pas altérer les qualités de la peinture, les mesures ont été effectuées avec la plus grande précaution afin de ne pas dépasser cette température. Grâce à cette émissivité très proche de celle d'un corps noir, les erreurs de mesure sont fortement réduites.

Afin de focaliser sur l'actionneur, la caméra est munie d'un objectif. Elle peut être synchronisée ; cette possibilité n'a pas été exploitée car le temps de montée en température du JSP est très grand devant sa fréquence de fonctionnement. Nous avons commencé les enregistrements lors de l'allumage de la première décharge, puis nous enregistrons ensuite des images toutes les 5 s.

La température est mesurée sur la surface supérieure du capuchon, nous en présentons un exemple d'évolution sur la figure suivante.



*Figure IV-1 : Evolution de la température en fonction du temps*

La montée en température est exponentielle avec une constante de temps de quelques centaines de secondes. Le temps de montée varie en fonction de la fréquence de fonctionnement ou de l'énergie transmise à l'actionneur. Afin de comparer nos deux alimentations, nous allons nous intéresser dans un premier temps au régime permanent, c'est-à-dire à l'évolution de la température finale.

## **1.2. Evolution des températures finales en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge**

Nous avons comparé les températures du capuchon pour les deux alimentations fonctionnant à la même fréquence (100 Hz). Comme on peut le voir sur la Figure IV-2, la température du capuchon augmente avec l'énergie dissipée dans la décharge indépendamment de l'alimentation utilisée.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la température de la décharge n'est pas modifiée par l'énergie qui y est dissipée et ce, quelle que soit l'alimentation. Par contre, le volume et la durée de la

décharge augmentent avec l'énergie dissipée dans la décharge. Ce sont donc ces deux derniers paramètres qui sont responsables de la montée en température du capuchon.

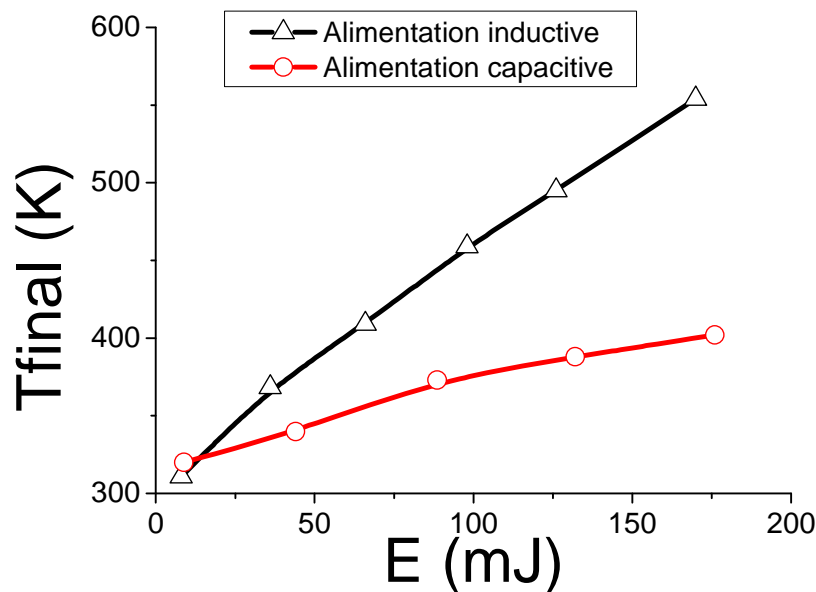


Figure IV-2 : Evolution de la température finale du capuchon en fonction de l'énergie ( $f=100$  Hz)

La température du capuchon est beaucoup plus importante avec l'AI qu'avec l'AC comme montré sur la Figure IV-2. Ce phénomène est assez étrange car la température de décharge obtenue par l'AI est beaucoup plus faible que celle obtenue par l'AC. Cependant, l'AI produit une décharge de durée très longue par rapport à celle de la décharge pulsée de l'AC. Une décharge pulsée a l'avantage de chauffer très rapidement l'air présent dans la cavité du JSP et donc d'augmenter la pression dans cette dernière de manière aussi rapide. Le gaz est donc rapidement évacué de la cavité, et ne transmet sa chaleur aux parois que pendant un temps très court. Au contraire, une décharge plus longue (AI) chauffe le gaz plus lentement et donc ralentit l'augmentation de pression. Antérieurement à son expulsion, l'air reste plus de temps dans la cavité et le chauffage des parois se fait sur une plus longue durée. En conclusion, chauffer l'air pendant un temps très long, même à plus basse température, conduit à une quantité importante de chaleur dissipée dans l'actionneur.

Durant le remplissage de la cavité, l'air aspiré est *a priori* à température ambiante, et refroidit donc le JSP. En réalité, on peut penser qu'un capuchon chaud contribuera à une augmentation de la température du gaz aspiré et que le refroidissement de l'actionneur par cet air aspiré sera moindre.

En conclusion, lors de l'utilisation de l'AI, le capuchon a une température plus importante qu'avec l'AC, et ce, pour deux raisons :

- Plus la décharge est longue et moins l'air s'évacue rapidement, donc plus il chauffe l'actionneur ;
- S'en suit un phénomène d'emballement car plus le capuchon a une température élevée, et plus le refroidissement du JSP durant la phase d'aspiration de l'air est limité.

Nous avons ici observé les effets de la manière dont l'énergie est transmise sur la température finale de l'actionneur. La température du capuchon est donc liée à la chaleur dissipée, c'est-à-dire à la puissance qui dépend de l'énergie mais aussi de la fréquence de fonctionnement. En effet, plus les décharges sont rapprochées dans le temps, et plus la puissance dissipée est importante. Il semblerait logique d'avoir une température de capuchon qui augmente avec la fréquence de fonctionnement, c'est ce que nous allons vérifier.

### 1.3. Effet de la fréquence de fonctionnement sur la température du capuchon

Nous avons tracé l'évolution des températures avec la fréquence pour une énergie dissipée dans la décharge de 40 mJ pour l'alimentation inductive et de 45 mJ pour l'alimentation capacitive. Bien que ces énergies ne soient pas rigoureusement égales, elles restent très proches, ce qui permet une comparaison tout-à-fait correcte. En effet, même si l'énergie dissipée par l'AI est légèrement inférieure à celle de l'AC, les températures du capuchon sont bien supérieures dans le cas de l'AI. On remarque aussi qu'on ne peut clairement pas dépasser une fréquence de 500 Hz avec l'AI puisque la température du JSP devient trop importante et pourrait dégrader la peinture noire servant à contrôler l'émissivité. De plus à ces niveaux de température les soudures reliant les électrodes aux fils d'alimentation présentent un risque de fondre, tout comme l'époxy présent entre les deux électrodes qui garantit le claquage dans la cavité du JSP.

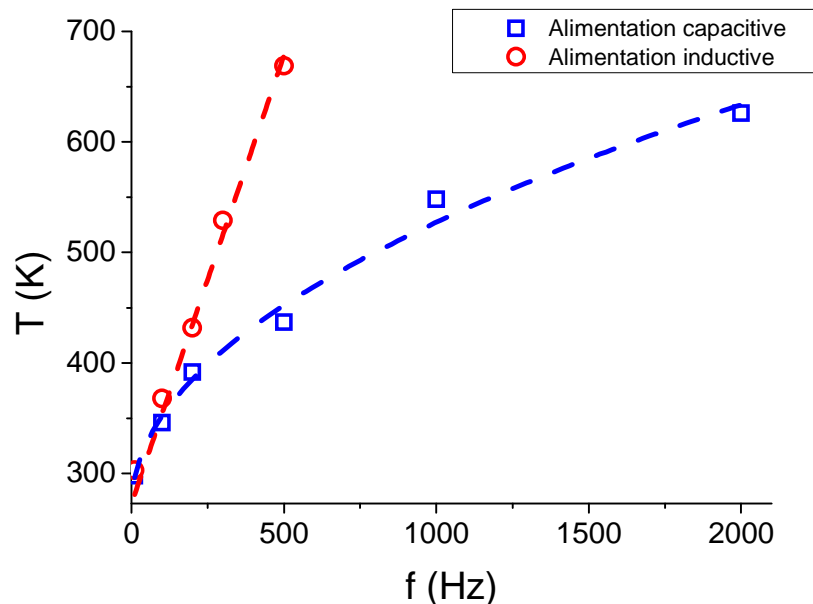


Figure IV-3 : Evolution de la température du capuchon avec la fréquence

On observe d'une part une nette augmentation de la température du capuchon avec la fréquence de fonctionnement, ce qui prouve que c'est bien la puissance dissipée dans l'actionneur qui est responsable de la modification de la température du capuchon.

D'autre part, si l'augmentation de la température est linéaire avec la fréquence avec l'AI, elle présente une allure de type "racine carrée" avec l'AC. Le cas de l'AC peut ainsi paraître assez étrange puisque, en toute logique, la température devrait être proportionnelle à la puissance dissipée dans la cavité, et donc à la fréquence. En effet quel que soit le transfert thermique (conduction ou convection), la température finale est toujours proportionnelle à la chaleur. En réalité, l'augmentation est bien proportionnelle à la puissance, mais cette anomalie apparente s'explique par le fait que l'énergie dissipée dans la décharge n'est pas constante et égale à 45 mJ sur toute la plage de fréquences. En effet, pour l'AC, l'énergie dissipée dans la décharge est liée à la tension de claquage :

$$E_d \approx \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_b^2 \quad \text{Équation IV-1}$$

Une diminution de la tension de claquage peut être la cause d'une diminution de l'énergie avec la fréquence. Pour conforter cette hypothèse, nous allons maintenant étudier l'évolution de la tension de claquage avec la fréquence de fonctionnement.

#### 1.4. Variation de la tension de claquage avec la fréquence

Comme précisé dans les chapitres précédents, la tension de claquage est considérée comme la tension instantanée maximale produite par l'alimentation. En effet, quelle que soit l'alimentation utilisée, on peut observer et mesurer une augmentation de la tension de sortie jusqu'à un niveau maximal qui précède la décharge. La tension de claquage ( $V_b$ ) est donc bien la tension maximale produite par l'alimentation. Nous l'avons mesuré après plusieurs minutes de fonctionnement pour les deux alimentations, pour nous remettre dans l'hypothèse du régime permanent précédent, c'est-à-dire lorsque la température atteint sa température finale.

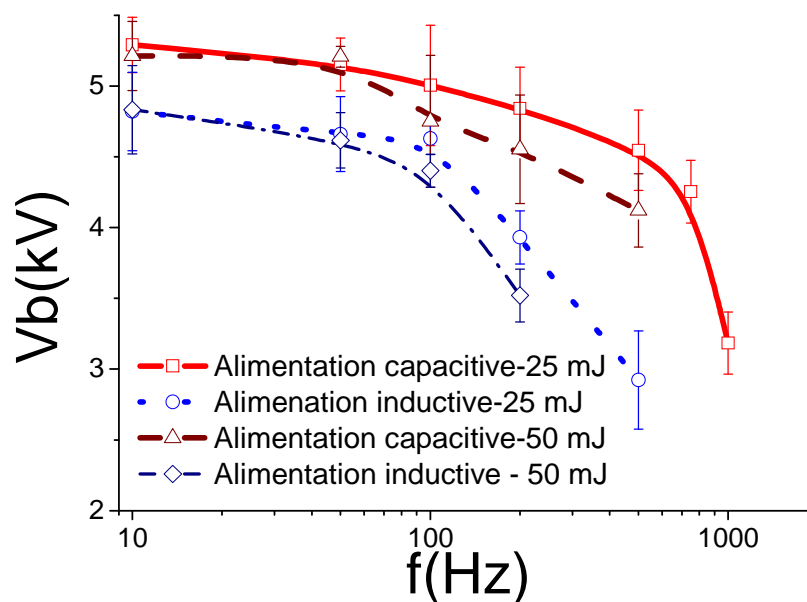


Figure IV-4 : Evolution de la tension de claquage avec la fréquence



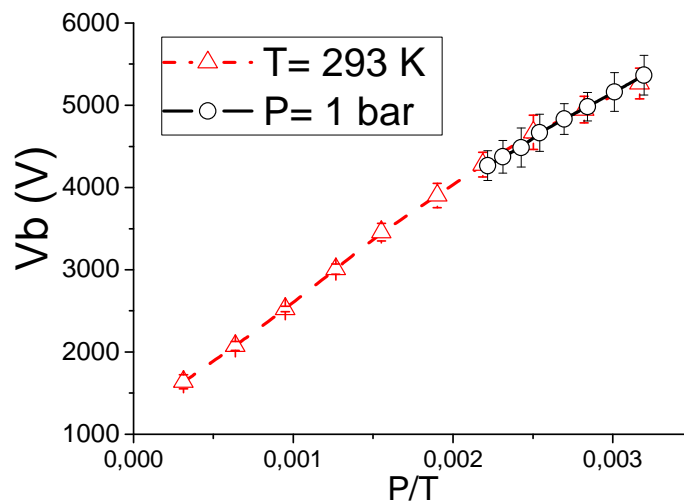
Sur la Figure IV-4, les énergies sont présentées à titre indicatif, et correspondent à celles mesurées à 10 Hz, lorsque l'actionneur se trouve quasiment à température ambiante. On observe une nette diminution de la tension de claquage avec la fréquence de fonctionnement. Pour l'alimentation capacitive, cette diminution de tension de claquage se traduit par une baisse de l'énergie dissipée dans la décharge avec la fréquence. Pour l'alimentation inductive ce n'est pas le cas puisque l'énergie n'est pas liée à la tension de claquage mais au courant qui la traverse, elle est donc la même quelle que soit la fréquence de fonctionnement. Ce dernier point peut d'ailleurs expliquer pourquoi la température du capuchon augmente linéairement avec la fréquence sur la Figure IV-3.

En outre, un lien semble exister entre la tension de claquage et la température du capuchon qui, elles, évoluent en sens opposé : la tension de claquage diminue avec la fréquence alors que la température du capuchon augmente avec la fréquence. Nous observons systématiquement (que l'on compare, les fréquences, les énergies ou les alimentations) une diminution de la tension de claquage avec la température du capuchon. Nous allons maintenant analyser et quantifier ce lien entre température du capuchon et tension de claquage.

### **1.5. Evolution de la tension de claquage avec la température**

Comme nous l'avons présenté dans le premier chapitre, la tension de claquage est gouvernée par la loi de Paschen, et dépend du produit quantité de matière-distance inter-électrodes. Dans notre actionneur, cette distance est constante, donc seule la quantité de matière peut être modifiée. D'après la loi des gaz parfaits, à volume constant, la tension de claquage dépend uniquement du ratio pression sur température. Les diminutions de tension de claquage seraient dues soit à une diminution de pression soit à une augmentation de température. Nous avons souhaité vérifier cette hypothèse en mesurant la tension de claquage pour une gamme de pressions et de températures. Pour ce, nous avons placé l'actionneur démunie de capuchon dans une enceinte climatique dans laquelle il est possible de faire varier la pression entre 0.001 et 1 bar et la température entre -65 et 180°C. Cette chambre est isolée et régulée afin de garantir une bonne précision sur ces deux paramètres. Il est aussi possible de modifier l'humidité relative mais nous n'avons pas agi sur ce paramètre. Le capuchon de l'actionneur a été retiré afin de s'assurer que la pression entre les deux électrodes reste bien celle de la chambre. Nous présentons ici l'évolution de la tension de claquage pour une pression constante égale à 1 bar et dans laquelle la température varie entre 20 et 180 °C, et une seconde courbe où la température est maintenue à 20 °C et dans laquelle la pression varie entre 0.1 et 1 bar. Les tensions de claquage sont tracées en fonction du ratio pression sur température sur la Figure IV-5.

A pression ou à température constante, la tension de claquage suit la même loi d'évolution en fonction du ratio  $P/T$ . Ce ratio, proportionnel à la densité du gaz, montre que la tension de claquage ne dépend que de la densité du gaz.



**Figure IV-5 : Evolution de la tension de claquage en fonction du ratio  $P/T$ . En rouge  $\Delta$   $T$  est maintenue constante à 293 K et sur la courbe noire  $\circ$  la pression est fixée à 1 bar**

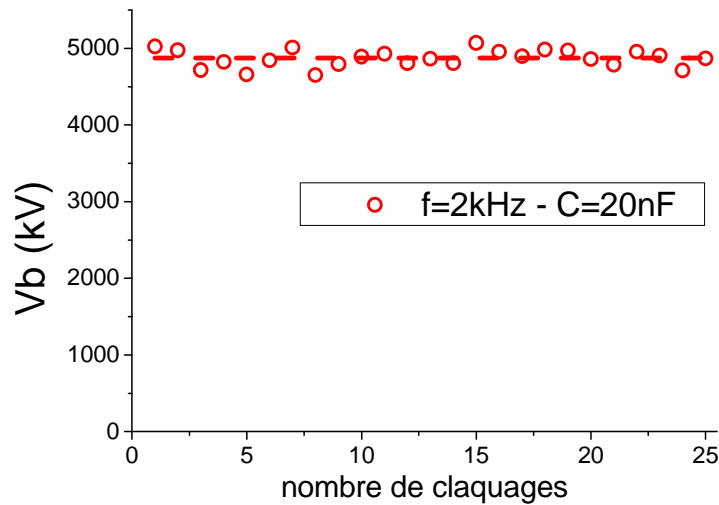
Nous voulons maintenant savoir si, lors du fonctionnement du JSP la tension de claquage est modifiée par la pression ou bien la température.

La distance inter électrodes étant constante dans nos expériences, la tension de claquage dépend soit de la température soit de la pression dans le JSP avant la décharge. Nous avons mesuré précédemment la température du capuchon. Cette dernière est forcément liée à la température du gaz avant le claquage puisque la cavité du JSP chauffe l'air aspiré avant la décharge. La température joue donc un rôle certain sur la tension disruptive, il s'agit maintenant de savoir si la pression dans l'actionneur avant le claquage peut être différente de la pression atmosphérique. Lors d'un fonctionnement à 2 kHz, la phase de remplissage est assez courte, il est alors possible que la cavité ne soit pas entièrement remplie avant la nouvelle décharge, la pression avant la décharge étant alors plus faible.

Afin de valider cette hypothèse, il faut découpler les effets de la pression de ceux de la température, et donc étudier les tensions de claquage lorsque l'actionneur est encore à température ambiante, c'est-à-dire juste au début du fonctionnement. En effet, lors des premiers claquages, la température du capuchon reste très proche de l'ambiante, tout comme l'air dans la cavité avant la décharge ; une modification de la tension de claquage dans ce cas serait due à un changement de pression dans la cavité. Nous pourrions donc vérifier si, à haute fréquence, la pression dans la cavité avant le claquage est bien celle de la pression atmosphérique, et donc si le JSP a le temps de se remplir après la phase d'expulsion. Pour une géométrie de JSP donnée, le temps de remplissage de la cavité dépend uniquement de la fréquence de fonctionnement, toutefois, si on modifie le volume de la cavité ou la taille de l'orifice de sortie, ce temps de remplissage sera modifié.

Nous présentons sur la Figure IV-6 l'évolution de la tension disruptive en fonction du nombre de décharges effectuées depuis le début de la phase de fonctionnement. Le temps écoulé entre la première décharge et la dernière est de 12.5 ms. Durant ce laps de temps extrêmement court, la température du

capuchon ne change pas. De plus, nous nous sommes placés dans les conditions pour lesquelles le temps de remplissage est très court ( $f=2$  kHz).



*Figure IV-6 : Variation de la tension de claquage en fonction du nombre de claquages. Le numéro 1 correspond à la première décharge*

La tension de claquage est pratiquement constante et égale à 4870 V avec un écart type de plus ou moins 22 V durant les 12.5 premières millisecondes de fonctionnement. Ainsi, après expulsion de l'air, pour des fréquences allant jusqu'à 2 kHz, l'actionneur a le temps de se remplir puisque la tension de claquage reste inchangée durant ces 12.5 premières millisecondes. Même dans ces conditions très défavorables où le temps de remplissage est extrêmement réduit, la pression dans l'actionneur avant la décharge reste égale à la pression atmosphérique.

La baisse de la tension de claquage observée précédemment au cours du fonctionnement n'est donc pas liée à une baisse de pression dans l'actionneur, mais à une augmentation de la température. La pression est donc toujours égale à 1 bar avant la décharge, tout au moins jusqu'à 2 kHz. Toutefois, à plus haute fréquence, le temps de remplissage sera forcément plus faible et ne pourra peut-être pas autoriser un remplissage complet de la cavité.

La diminution de la tension étant uniquement provoquée par la montée en température de l'air dans la cavité avant le claquage, il est possible de donner une estimation de la température à partir de la tension de claquage.

## 1.6. Estimation de la température avant la décharge

A partir des mesures réalisées dans la chambre climatique nous connaissons les tensions de claquage jusqu'à 180 °C. D'après la loi des gaz parfaits, à volume constant, il est possible de convertir la variation de pression à température ambiante en variation de la température à pression atmosphérique. Nous avons donc calculé les températures équivalentes à pression atmosphérique ( $T_{eq}$ ) à partir des mesures réalisées à basse pression à l'aide de l'équation suivante :

$$T_{eq} = \frac{T_{mesurée}}{P_{mesurée}} \cdot P_{atm}$$

**Équation IV-2**

Nous pouvons donc tracer les évolutions de la tension de claquage sur une plus large gamme de températures comme on peut le voir sur la Figure IV-7.

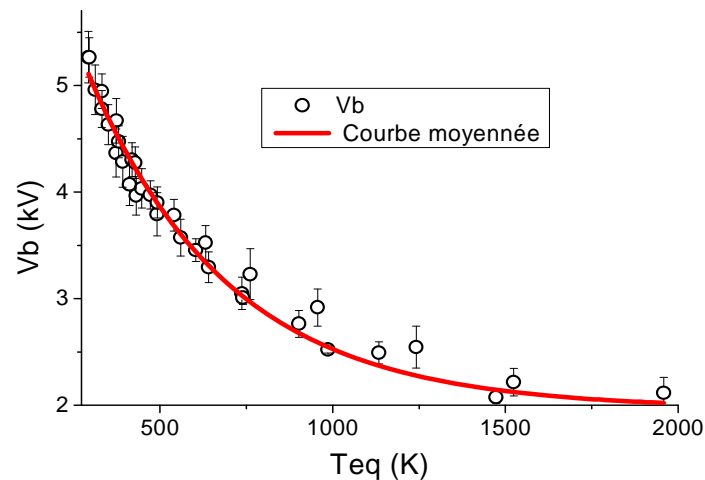


Figure IV-7 : Tension de claquage en fonction de la température avant claquage

La tension de claquage diminue assez fortement avec la température jusqu'à 1000 K. Au-delà de cette température la diminution de la tension est plus faible. La courbe ayant une faible pente au-dessus de 1000 K, il est difficile d'estimer les températures au-delà de cette valeur car la précision est moins bonne. Ces mesures sont réalisées pour une distance inter électrodes donnée. D'après la loi de Paschen, la tension de claquage  $V_b$  dépend de la température  $T$ , de la pression  $P$ , et de la distance inter - électrodes  $d$ . Une modification des distances inter-électrodes diminue la tension de claquage. Pour prendre en compte cette diminution de tension de claquage sans modifier la température équivalente, il faut normaliser la courbe de la Figure IV-7 par rapport à la tension de claquage à température ambiante. Ainsi le pourcentage de diminution de la tension de claquage par rapport à celle obtenue à température ambiante permet de donner une estimation de la température. En connaissant l'évolution de la tension de claquage, on peut donner l'évolution de la température dans la cavité en fonction du temps. Nous avons choisi de la comparer sur la Figure IV-8 aux mesures de température du capuchon.

On observe une nette diminution de la tension de claquage durant le régime transitoire de fonctionnement. Parallèlement à cette diminution, la température du capuchon et celle du gaz présent dans la décharge augmentent. L'estimation de la température du gaz à partir de la tension de claquage est correcte car elle est égale à 300 K en début de cycle, et quasiment égale à la température du capuchon en fin du fonctionnement. En ce qui concerne le régime transitoire, l'augmentation de la température est plus rapide pour le gaz que pour le capuchon car il faut vaincre l'inertie thermique pour transmettre la chaleur du gaz au capuchon de l'actionneur.

Dans le cas de l'alimentation capacitive, la baisse de la tension de claquage au cours du temps diminue l'énergie dissipée dans la décharge : sur le cas présenté plus haut elle est de 100 mJ lors du début de la phase de fonctionnement et de seulement 50 mJ sur la fin. L'AC est dans une certaine mesure auto régulée, car lorsque la température augmente, l'énergie dissipée diminue, permettant ainsi d'atténuer l'augmentation de température initiale.

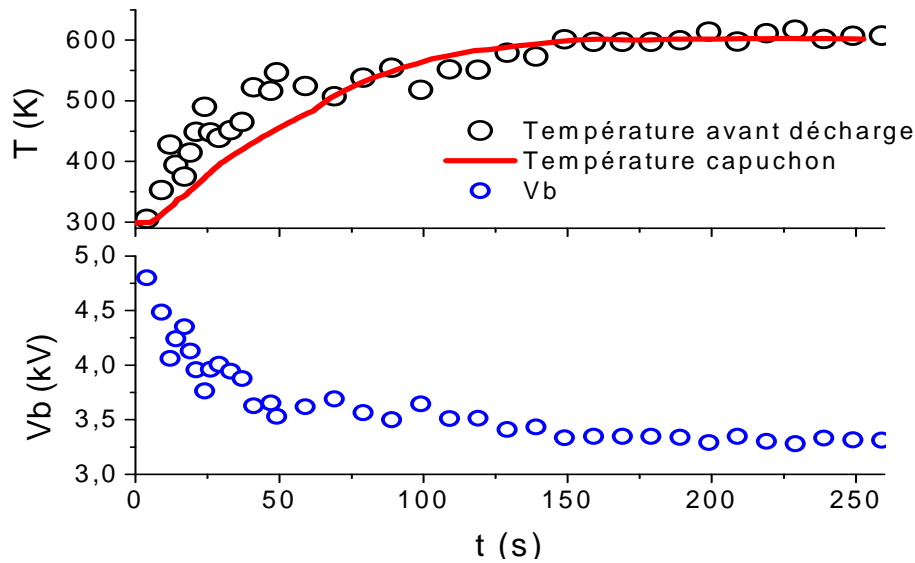


Figure IV-8 : Evolution de la tension de claquage, de la température du capuchon et de celle de l'air à l'intérieur de la cavité avant le claquage ; alimentation capacitive :  $C=10\text{ nF}$  et  $F=1\text{ kHz}$

## 1.7. Conclusion

Nous avons mesuré la température du capuchon pour différents modes de fonctionnement. D'une manière générale, elle augmente avec la puissance dissipée, donc avec la fréquence de fonctionnement et l'énergie transmise à la décharge.

La décharge chauffe tout d'abord l'air présent initialement dans l'actionneur, puis au cours du temps la céramique et le capuchon. L'air aspiré est alors chauffé par la cavité située sous le capuchon, ce qui a pour effet de baisser la tension de claquage. Cette diminution de tension est uniquement due à une augmentation de la température, la pression dans l'actionneur avant le claquage étant toujours égale à la pression atmosphérique.

Ainsi, plus la fréquence de fonctionnement de l'actionneur est élevée et plus la température dans le JSP avant le claquage le sera aussi. Dans le cas de l'alimentation capacitive, cette augmentation de température se traduit par une diminution de tension de claquage, ce qui abaisse l'énergie dissipée dans la décharge : cette dernière est donc plus élevée à 10 Hz qu'à 2 kHz pour un condensateur donné. Cette conséquence peut aussi être perçue comme un avantage puisque une diminution de l'énergie au cours du temps permet de baisser la température en régime permanent du JSP. L'AC est d'une certaine manière auto régulée. Cet abaissement d'énergie ne se pose pas pour l'alimentation inductive puisque l'énergie ne dépend pas de la tension de claquage.

Afin de ne pas prendre en compte les effets thermiques, nous allons étudier les performances de l'actionneur à 10 Hz car le capuchon est quasiment à la température ambiante aux basses fréquences. Cela nous permettra d'étudier l'influence de l'énergie sur le comportement de l'actionneur lorsque celui-ci est à température ambiante. Nous pourrons ainsi découpler les effets de l'alimentation des effets thermiques. Le fonctionnement à plus haute fréquence sera étudié ultérieurement.

## 2. Performances de l'actionneur à basse fréquence

Cette partie vise à établir l'influence de l'alimentation sur les performances du JSP et en particulier à étudier les pressions, durées et vitesses de jets développées par l'actionneur.

### 2.1. Mesures des pressions en sortie de l'actionneur

Comme dans le premier chapitre, nous avons utilisé un tube de pitot KULITE afin de caractériser les jets produits par le JSP. Ces capteurs sont peu encombrants et ne nécessitent presque aucun environnement. Le tube est placé en sortie du jet et permet de mesurer la pression totale générée par ce dernier. La pression totale ( $P_t$ ) correspond en fait à la pression atmosphérique ( $P_{atm}$ ) à laquelle s'ajoute la pression dynamique ( $P_d$ ). Cette dernière correspond à la pression du jet et représente la "force" qui s'exerce par exemple sur la paume d'une main lorsqu'on la passe par la fenêtre d'une voiture. D'une manière générale :

$$P_t = P_d + P_{atm}$$

**Équation IV-3**

Le fonctionnement de ce capteur est assez simple : une membrane piézo électrique se déforme lorsque la pression varie. Cette déformation produit un signal électrique qui, après traitement numérique, permet d'obtenir une valeur de la pression. Le capteur est placé à une distance de 3 mm de l'orifice de l'actionneur. Sa position axiale est réglée de manière à avoir le signal maximal, qui correspond à un alignement parfait sur l'orifice.

Nous présentons sur la Figure IV-9 les pressions dynamiques produites par les jets selon les deux modes d'alimentation pour une énergie de 140 mJ dissipée dans la décharge.

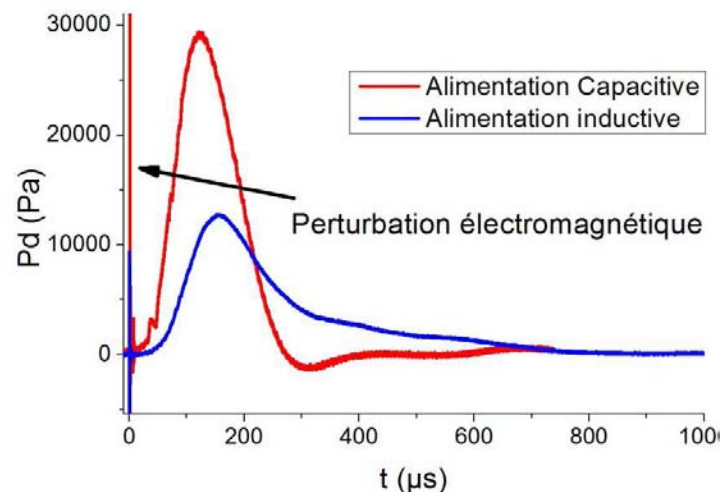


Figure IV-9 : Comparaison des signaux de pressions pour l'AC et l'AI

L'instant  $t=0$  correspond à la décharge électrique ; des perturbations électromagnétiques induites peuvent être observées sur le signal de sortie délivré par le capteur. Les courants et gradients de courant issus de la décharge génèrent en effet des champs magnétiques et électriques élevés, source de perturbation sur les éléments de mesure.

On constate tout d'abord que quelques microsecondes s'écoulent entre le début de la décharge et le début de la phase d'expulsion du gaz par l'orifice. Ensuite le comportement des jets est très différent selon le type d'alimentation. Tout d'abord, l'évacuation de l'air commence plus rapidement avec l'AC qu'avec l'AI. En effet, la décharge est très brève dans le cas de l'AC, le chauffage de l'air et la montée en pression sont donc quasiment immédiats. Dans le cas de l'AI la température de décharge étant relativement faible (1800 K), l'air met plus de temps à monter en température et en pression, et donc à s'échapper de la cavité.

Ensuite, la surpression maximale est plus grande dans le cas de l'AC que dans le cas de l'AI. Un chauffage bref de l'air semble être plutôt bénéfique quant à la pression maximale développée par l'actionneur. En revanche, le jet est beaucoup plus long dans le cas de l'AI. Plus l'air est chauffé longtemps, et plus il est possible d'entretenir le jet.

Enfin, le jet n'est pas interrompu de la même manière avec les deux alimentations. Pour l'AC, la surpression descend légèrement en dessous de 0, nous observons alors une aspiration de l'air dans la cavité. La dynamique d'expiration étant forte, le jet s'arrête très brusquement, l'aspiration constituant une réponse à cette dynamique. Ce phénomène n'est pas observé avec l'AI puisque la fin de l'expiration de l'air est très douce ; la dynamique d'extinction étant plus faible, l'aspiration est beaucoup moins rapide et plus progressive.

Les principales caractéristiques du jet sont sa durée et sa pression maximale, nous allons nous intéresser à leurs évolutions avec l'énergie dissipée dans la décharge.

## 2.2. Durée des jets

La durée des jets est calculée entre les deux instants où le signal de pression est à 5% de sa valeur maximale. Ce critère permet d'éviter de prendre en compte le bruit de mesure. Nous présentons les résultats sur la Figure IV-10.

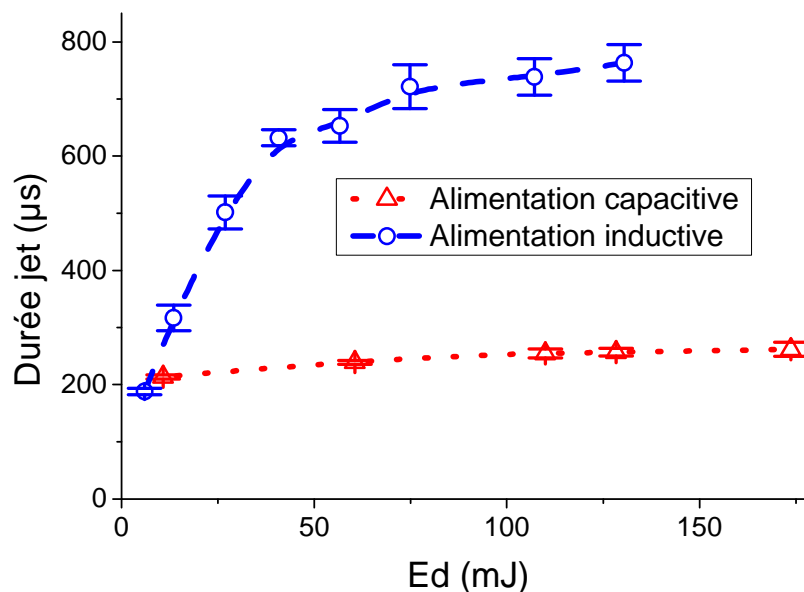


Figure IV-10 : Evolution de la durée du jet en fonction de l'énergie

L'air contenu dans la cavité continue à être chauffé alors qu'une partie commence déjà à en sortir. L'AI entretient donc le chauffage de l'air dans la cavité tout en l'expulsant au fur et à mesure. L'air se trouvant dans l'actionneur en quantité limitée, la durée du jet ne semble pas pouvoir excéder une valeur de 750  $\mu\text{s}$  comme le montre la Figure IV-10. Ainsi, lorsque la durée de la décharge est trop longue ( $E_d=130$  mJ sur la Figure IV-11), elle reste entretenue ( $I_d \neq 0$ ) alors que la cavité est presque vide ( $P_d=0$ ). Au-delà de 75 mJ (correspondant à une durée de 750  $\mu\text{s}$ ), l'énergie dissipée dans le plasma ne contribue plus à former le jet, mais plutôt à chauffer l'actionneur une fois l'air expulsé. Elle correspond alors directement à des pertes thermiques.

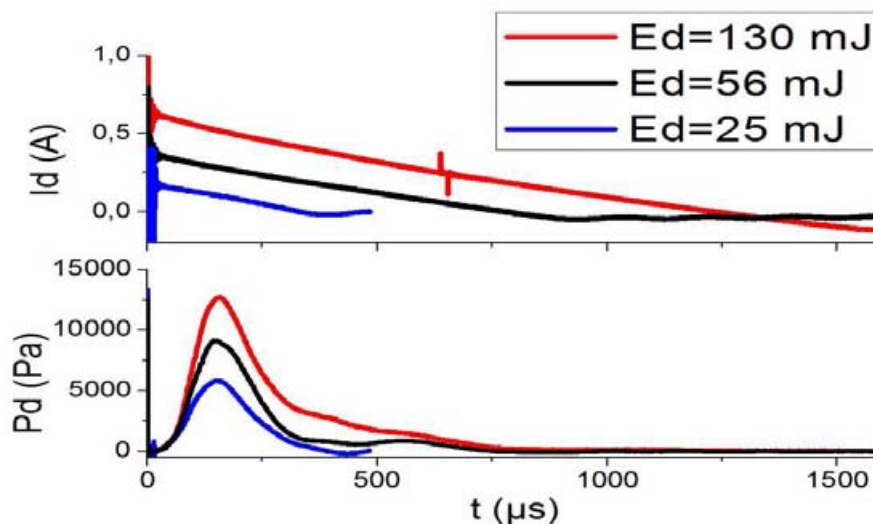


Figure IV-11 : Evolution du courant et de la surpression du jet (alimentation inductive)

Globalement, la durée de la décharge influence celle du jet quelle que soit l'alimentation utilisée. En revanche cette augmentation est d'une bien plus grande ampleur pour l'AI que pour l'AC.

On remarque également sur la Figure IV-11 que le niveau de pression maximale augmente avec l'énergie. Nous allons maintenant comparer les niveaux de surpression obtenus pour les deux alimentations, qui traduisent d'une certaine manière la puissance du jet.

### 2.3. Influence de la distribution de l'énergie sur la surpression maximale

La surpression a été mesurée pour les deux alimentations pour plusieurs niveaux d'énergies dissipées dans la décharge. Les résultats sont présentés en Figure IV-12.

Les surpressions produites par le JSP croissent avec l'énergie dissipée dans la décharge, et ce, pour les deux alimentations. Dans le cas de l'AI et pour les énergies supérieures à 75 mJ, l'augmentation des surpressions avec l'énergie semble fortement s'atténuer. Comme indiqué précédemment, ces niveaux d'énergie sont ceux pour lesquels la décharge n'est pas éteinte alors qu'il n'y a quasiment plus d'air dans la cavité. L'AI chauffe l'air à une température trop basse (1800 K) pour espérer obtenir des surpressions supérieures à 0.1 bar. En revanche l'AC chauffe l'air à beaucoup plus haute température et permet donc d'obtenir des surpressions bien plus élevées. Cette température (supérieure à 10 000 K)



limite probablement la surpression à une valeur que nous n'avons pas pu atteindre. On semble à peine voir une rupture de pente pour  $E_d > 130$  mJ, qui indiquerait un début de limitation de la surpression.

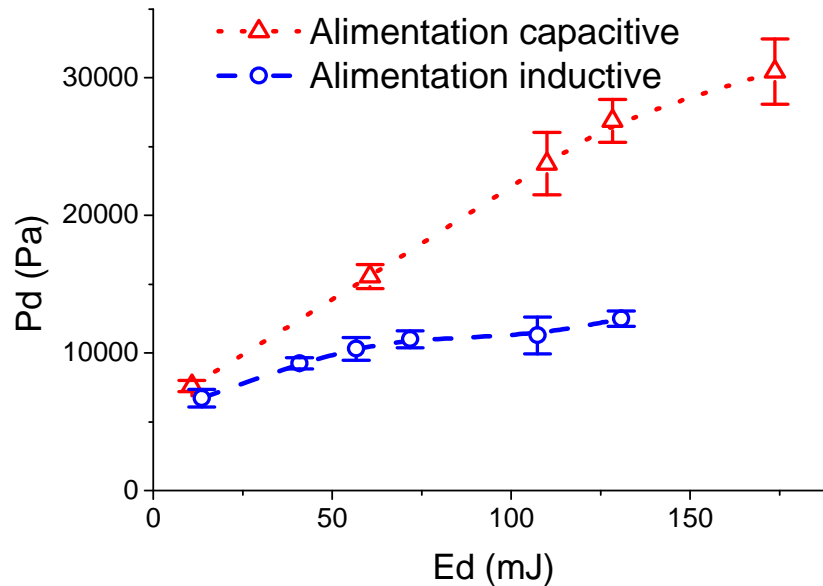


Figure IV-12 : Evolution des surpressions avec l'énergie dissipée dans la décharge

La température de la décharge joue un rôle prépondérant sur les surpressions maximales obtenues. Cependant pour une même alimentation, l'énergie dissipée ne modifie pas la température de décharge mais son volume. L'augmentation des surpressions avec l'énergie est donc provoquée par un agrandissement de la décharge. En effet, plus le volume de la décharge est grand, et plus la quantité d'air chauffé à haute température est élevée et donc plus la surpression est importante.

Pour résumer, une décharge brève portant le gaz à une température élevée a tendance à produire un jet puissant et relativement court, alors qu'une décharge électrique moins chaude de durée plus grande tend à générer des jets beaucoup moins puissants tout en étant beaucoup plus longs. Le comportement des JSP est donc très différent selon l'alimentation utilisée. La vitesse de dissipation de l'énergie influence la vitesse à laquelle le gaz est chauffé et donc la manière dont il est expulsé de la cavité.

Les mesures de durées et de surpressions permettent de comprendre clairement l'influence des alimentations sur les jets produits par le JSP. Une autre caractéristique essentielle du jet étant sa vitesse, nous allons maintenant présenter l'influence de l'alimentation sur ce paramètre.

## 2.4. Vitesses des jets

Les vitesses ont été mesurées par striescopie et calculées à partir des mesures de pression. Les calculs ayant déjà été présentés au premier chapitre, nous allons tout d'abord décrire le dispositif de striescopie.

### 2.4.1. Strioscopie

La strioscopie est une technique de visualisation permettant de mettre en évidence les gradients d'indice des milieux traversés par une onde lumineuse. L'indice d'un milieu dépend de sa masse volumique. Pour l'air, il dépend donc de sa température et de sa pression. Une variation d'indice (et donc une variation de masse volumique de l'air) entraîne une déviation des rayons lumineux le traversant.

Le jet étant produit à partir d'une source de chaleur, les gradients de masse volumique (et donc d'indice) permettent de mesurer facilement sa position. Un flash lumineux produit par une lampe à étincelle permet d'obtenir une intégration temporelle faible (la durée du flash est d'environ 20 ns). Les visualisations sont acquises à l'aide d'une camera PIV MotionPro X5. Son capteur CCD possède une définition de 2352x1728 pixels, sa résolution étant de 60.05  $\mu\text{m}$  par pixel. En synchronisant la lampe à étincelle, l'alimentation et la camera, on détermine la position du jet en fonction du temps écoulé après la décharge. La Figure IV-13 présente un schéma de l'installation.

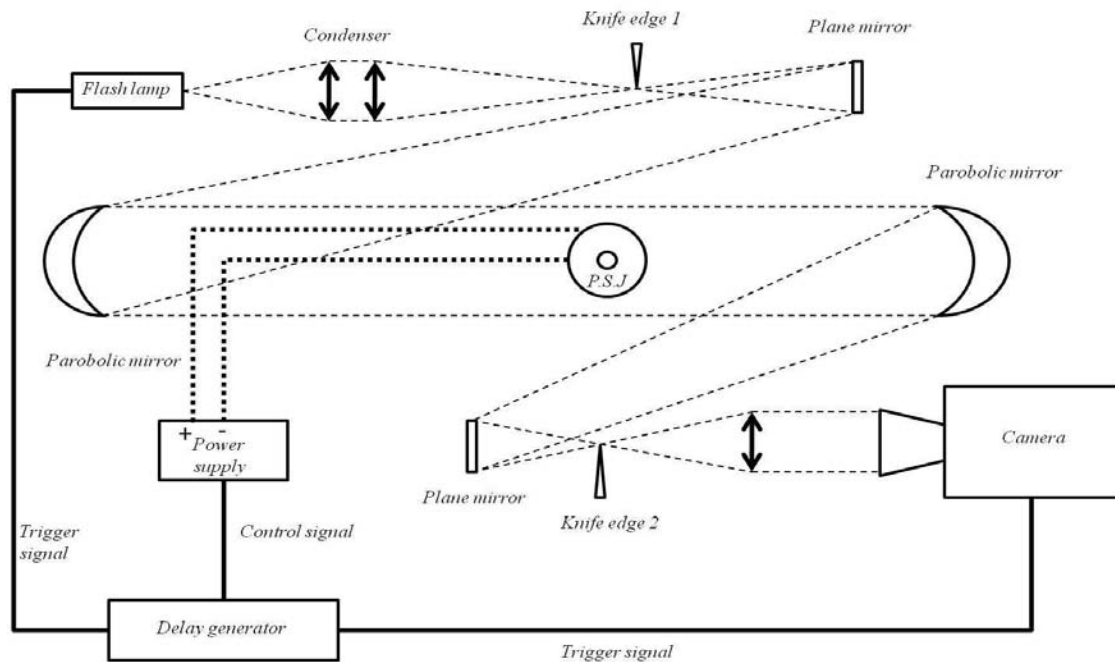


Figure IV-13: Banc de strioscopie

Nous utilisons le signal de commande des transistors pour synchroniser le générateur de retard. La simple modification de ce retard nous permet de modifier la durée entre la prise de vue (allumage de la lampe et de la caméra) et l'ouverture du transistor et donc la décharge électrique.

La lampe à étincelle possède une fréquence limite de fonctionnement de 50 Hz. Nous avons donc uniquement fait des mesures de vitesses à basse fréquence (10 Hz). Il aurait été envisageable de monter en fréquence grâce à un diviseur de fréquence. Cependant au moment où les expériences ont été réalisées, cet instrument ne se trouvait pas à notre disposition. Le système nous permet d'obtenir des images instantanées, dont un exemple est donné sur la Figure IV-14.

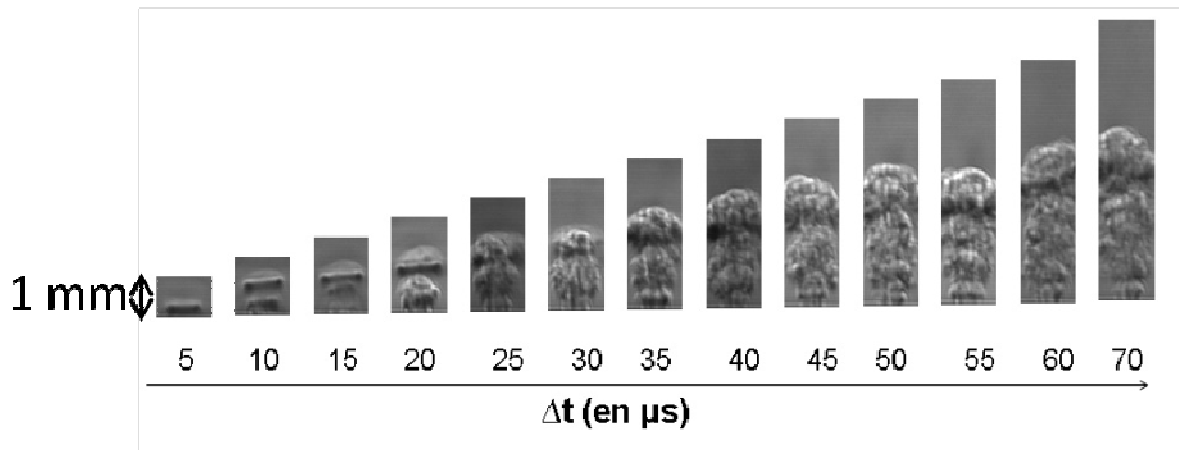


Figure IV-14 : Evolution du jet en fonction du temps

Les vitesses sont calculées à partir de la distance entre le capuchon et la position frontale du jet. Le système de détection du front de jet a été développé à l'ONERA par Pierrick Hardy. Nous mesurons donc la vitesse frontale du jet à partir de la position du jet et de l'instant pendant lesquels l'image a été acquise.

#### 2.4.2. Evolution de la vitesse en fonction du temps

Nous présentons sur la Figure IV-15 les évolutions des vitesses du jet en fonction du temps pour les deux alimentations et pour une énergie de 100 mJ dissipée dans la décharge. L'évolution des vitesses est relativement régulière dans le cas présenté. Ce n'est pas toujours le cas, puisque la synchronisation est effectuée sur le signal de commande du transistor et non sur le claquage, la décharge ne s'établissant pas exactement à l'ouverture du transistor. En effet, l'alimentation est dimensionnée pour avoir une précision sur le temps de montée en tension de 3  $\mu$ s entre 4 et 4.5 kV. L'image qu'on estime prise à 10  $\mu$ s peut en réalité l'être 9 ou 11  $\mu$ s après le début de l'évacuation de l'air de la cavité. La position du jet n'est dans ce cas pas la même et induit une certaine erreur sur le calcul de la vitesse. Les positions du jet sont donc moyennées, ce qui nous permet au final d'observer une erreur d'environ 30 m/s sur les vitesses calculées.

Nous présentons un exemple d'évolution de la vitesse frontale du jet en fonction du temps sur la Figure IV-15. Pour les deux alimentations, elle décroît avec le temps. Cette décroissance est bien plus importante pour l'alimentation capacitive que pour l'alimentation inductive. En effet, l'AI produit des jets longs, l'actionneur apporte de la quantité de mouvement au jet pendant un temps plus long et de manière plus progressive. *A contrario*, l'AC produit un jet plus puissant, d'où une vitesse maximale du jet bien plus importante. Par la suite l'actionneur apporte beaucoup moins de quantité de mouvement, ce qui explique que la vitesse frontale du jet décroisse plus vite.

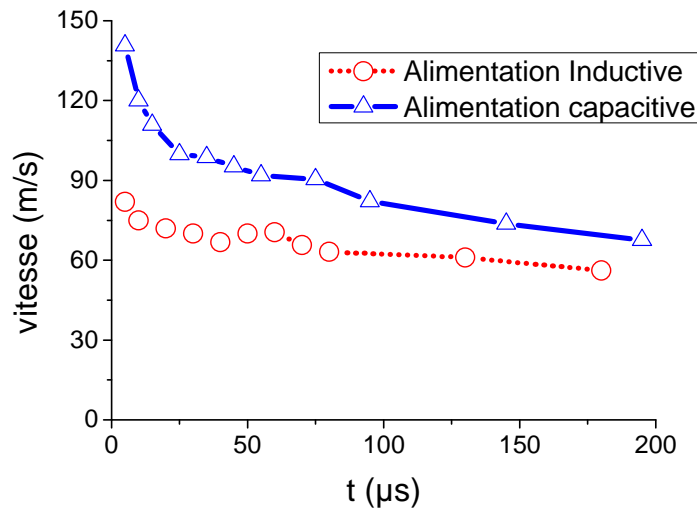


Figure IV-15: Evolution temporelle des vitesses pour les deux alimentations :  $E_d \approx 110\text{mJ}$  dans les deux cas

Nous allons maintenant comparer les vitesses maximales du jet qui traduisent relativement bien sa puissance. Ces vitesses peuvent être mesurées par striescopie mais aussi estimées par calcul à partir des mesures de pression dynamique.

#### 2.4.3. Vitesses maximales des jets

Nous allons ici présenter les vitesses mesurées par striescopie mais aussi celles calculées à partir des mesures de pressions. La méthode de calcul est celle présentée au Chapitre I et conduit au résultat suivant :

$$V_{\max} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma \cdot R \cdot T_{\text{ini}}}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{P_{t_{\max}}}{P_{\text{atm}}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad \text{Équation IV-4}$$

Dans cette équation  $P_t$  représente la pression totale, c'est-à-dire la pression dynamique à laquelle on ajoute la pression atmosphérique. La vitesse dépend de la température du jet qu'on ne connaît pas, et que nous avons considéré par défaut comme étant la température ambiante, c'est-à-dire 20 °C. La vitesse calculée sera donc minimisée puisque la température réelle du jet est bien évidemment plus élevée.

Ce calcul se base sur l'hypothèse d'écoulement isentropique entre le centre de la cavité et le tube de Pitot. Si cette hypothèse était avérée, la pression mesurée serait égale à la pression maximale développée dans l'actionneur. Dans ce cas les pertes seraient nulles. Comme il s'agit d'une approximation théorique, notre calcul de vitesse est une surestimation. Afin de la minimiser, nous considérons la température du jet égale à la température ambiante. L'idée est ici de compenser la surestimation induite par la non prise en compte des pertes, par une température de jet inférieure à la réalité. Cependant, si les vitesses calculées sont supérieures à celles mesurées, une comparaison entre ces deux vitesses donnera une certaine estimation quant aux pertes éventuelles.

La vitesse calculée réelle devrait être bien plus importante que celle présentée sur la Figure IV-16, en effet comme on minimise la vitesse maximale calculée en considérant que la température du jet est égale à 20 °C, la différence entre les vitesses mesurées et calculées est minimisée.

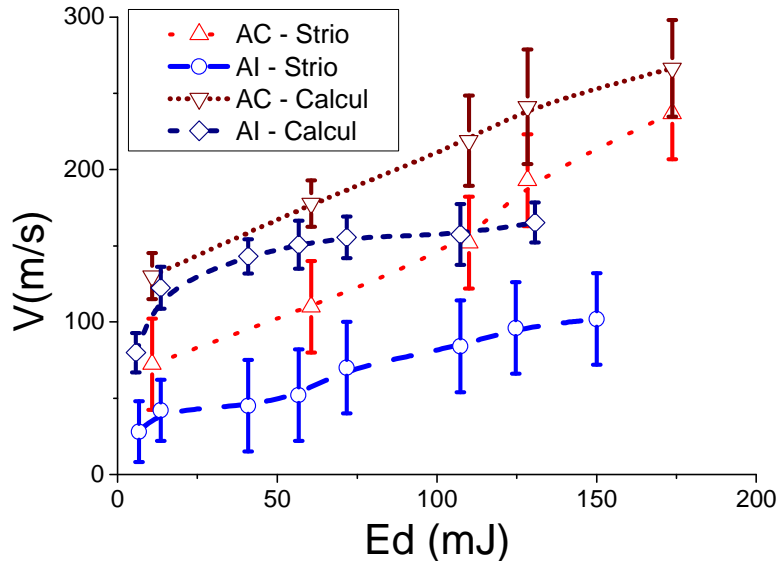


Figure IV-16 : Vitesse maximale développée par les deux alimentations en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge

On constate tout d'abord que les vitesses mesurées augmentent avec l'énergie dissipée dans la décharge et sont quand même élevées car comprises entre 75 et 225 m/s dans le cas de l'AC. Ensuite, les vitesses obtenues par striescopie sont bien plus importantes pour l'alimentation capacitive que pour l'alimentation inductive, ce qui nous apporte la confirmation que l'AC développe des jets plus puissants que l'AI.

Enfin, les vitesses calculées avec l'hypothèse d'écoulement isentropique sont nettement supérieures à celles mesurées. Ceci nous indique qu'il existe des pertes qui peuvent être d'origine thermique comme nous l'avons observé sur les températures du capuchon, mais aussi mécaniques, par frottement d'une partie de l'écoulement contre la tuyère de l'actionneur. La différence entre les vitesses calculée et mesurée est bien plus importante dans le cas de l'AI que dans le cas de l'AC. Plus la vitesse calculée est grande par rapport à la vitesse mesurée et plus les pertes sont importantes. On peut donc en déduire que l'AI contribue à plus de pertes que l'AC. Cela confirme le fait qu'à énergie équivalente, les températures de l'actionneur sont plus importantes pour l'AI que pour l'AC. De plus nous avons clairement observé et déjà mentionné que sur les mesures de pression, l'énergie dissipée par l'AI au-dessus de 75 mJ ne sert qu'à chauffer l'actionneur et donc à produire des pertes.

## 2.5. Conclusion

Le type d'alimentation modifie de manière notable les performances de l'actionneur. Une décharge pulsée et très chaude produit un jet puissant et relativement bref. *A contrario*, une décharge longue et moyennement chaude aura tendance à produire un jet peu puissant mais plutôt long. Comme nous l'avons observé dans le cas de l'AI, la décharge électrique permet d'entretenir le jet, et sa durée peut

même excéder celle du jet. Dans ce cas la cavité du JSP est quasiment vidée de son air alors que la décharge continue à dissiper de l'énergie. L'énergie dissipée durant cette phase ne contribue qu'à chauffer l'actionneur et donc à produire des pertes. En outre les vitesses obtenues avec l'AI sont deux fois plus faibles que celles obtenus avec l'AC.

De plus l'AI génère plus de pertes que l'AC, comme nous l'avons vu sur la différence entre les vitesses mesurées par striescopie et celles calculées à partir des mesures de pression. Il faut noter que ces observations ont été effectuées à 10 Hz. A plus haute fréquence la tension de claquage chutant, l'énergie dissipée dans la décharge de l'AC est dans ce cas plus faible. Il n'est donc pas évident d'arriver aux mêmes conclusions. L'alimentation inductive pourrait se révéler plus concurrentielle puisque l'énergie transmise à la décharge serait alors la même quelle que soit la fréquence ce qui dénote l'importance de juger des performances des actionneurs aux fréquences plus élevées.

### 3. Performance de l'actionneur à haute fréquence

Nous n'avons pas pu réaliser de mesure de vitesses par striescopie la lampe à étincelles ne fonctionnant que jusqu'à 50 Hz. Nous allons dans cette partie présenter les mesures de pressions réalisées à plus haute fréquence. Les informations tirées de ces mesures seront de deux types : durée et pression maximale du jet, la pression maximale du jet est comme précédemment une image de la puissance de ce jet.

#### 3.1. Durée de jet

Les durées de jet ne sont pas modifiées avec la fréquence de fonctionnement puisque leurs évolutions avec l'énergie en haute fréquence (Figure IV-17) se superposent à celles mesurées à 10 Hz et données préalablement en Figure IV-10.

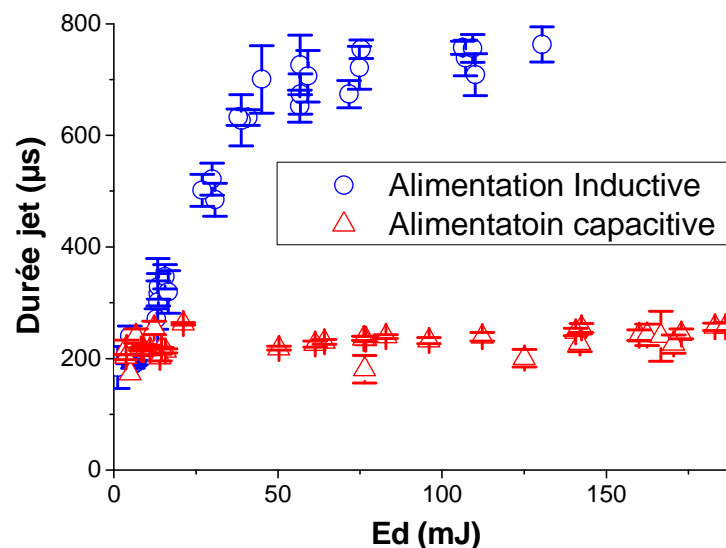


Figure IV-17 : Durée du jet en fonction de l'énergie quelle que soit la fréquence de fonctionnement

L'évolution étant sensiblement la même qu'avec la courbe à 10 Hz, quelle que soit la fréquence de fonctionnement, la durée du jet est uniquement influencée par l'énergie dissipée dans la décharge pour

l'alimentation inductive. En ce qui concerne l'AC, il n'y a pratiquement pas d'évolution et on considère donc que la décharge a toujours une durée de 250  $\mu$ s. Il existe donc une limite fréquentielle de l'actionneur liée à la durée du jet.

### 3.2. Limite fréquentielle de l'actionneur

La durée du jet permet sous certaines conditions de donner une fréquence maximale de fonctionnement de l'actionneur. Il suffit de considérer que la durée de remplissage de la cavité est instantanée. Ainsi, une fois l'air expulsé, la cavité du JSP est instantanément remplie. Dans ces conditions la fréquence maximale de fonctionnement correspond à l'inverse de la durée du jet. La fréquence maximale est dans ce cas surestimée puisque la cavité ne peut évidemment pas se remplir en une durée nulle. Nous présentons les fréquences limites de fonctionnement sur la figure suivante pour les deux alimentations.

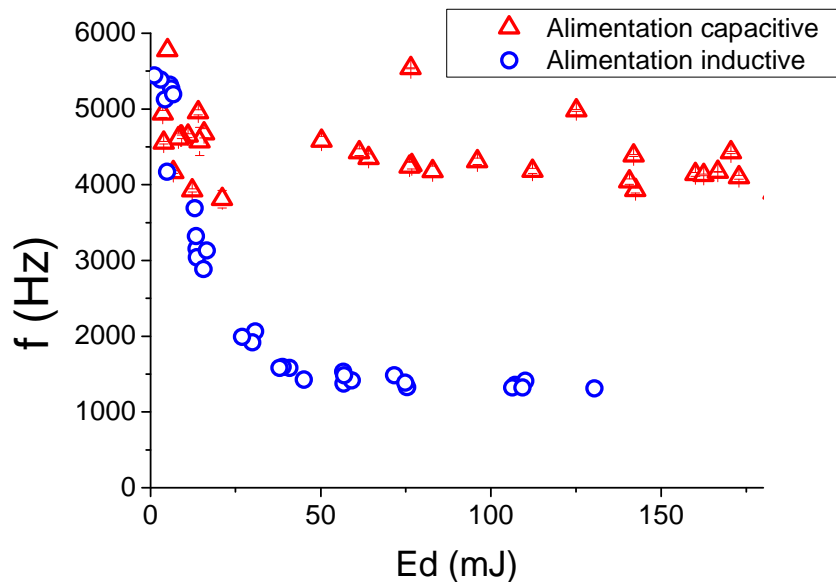


Figure IV-18 : Limite fréquentielle de fonctionnement de l'actionneur

Ainsi qu'on pouvait s'y attendre avec les mesures de durée de jet, la fréquence de fonctionnement maximale de l'alimentation inductive décroît avec l'énergie et pour les énergies les plus élevées elle atteint une limite égale à 1300 Hz. L'alimentation capacitive, quant à elle, autorise un fonctionnement de l'actionneur jusqu'à une fréquence maximale de 4 kHz.

Dans le cas de l'AI, c'est l'alimentation qui limite la fréquence de fonctionnement puisqu'aux hautes énergies, la décharge est entretenue alors que le jet est terminé. En ce qui concerne l'AC, la décharge étant extrêmement brève et terminée avant le début de la phase d'expulsion, la fréquence maximale semble être une limite intrinsèque de l'actionneur : Le JSP a une limite de fonctionnement en fréquence, puisque le volume et le diamètre de l'orifice du JSP influencent la vitesse de sortie de l'air de la cavité, et cette limite semble être atteinte lorsque l'actionneur est alimenté par l'AC.

La fréquence maximale de fonctionnement est limitée par la durée du jet ; dans le cas de l'AI, c'est bien la décharge qui limite cette fréquence et dans le cas de l'AC, la décharge étant extrêmement brève, la limite de fonctionnement est probablement due aux dimensions de l'actionneur. Après nous être intéressés aux limites fréquentielles nous allons vérifier s'il existe des limites quant à la puissance du jet lorsqu'il fonctionne à haute fréquence.

### 3.3. Puissance du jet

Nous mesurons la puissance du jet à partir des pressions totales pour différentes fréquences de fonctionnement comme montré sur la Figure IV-19.

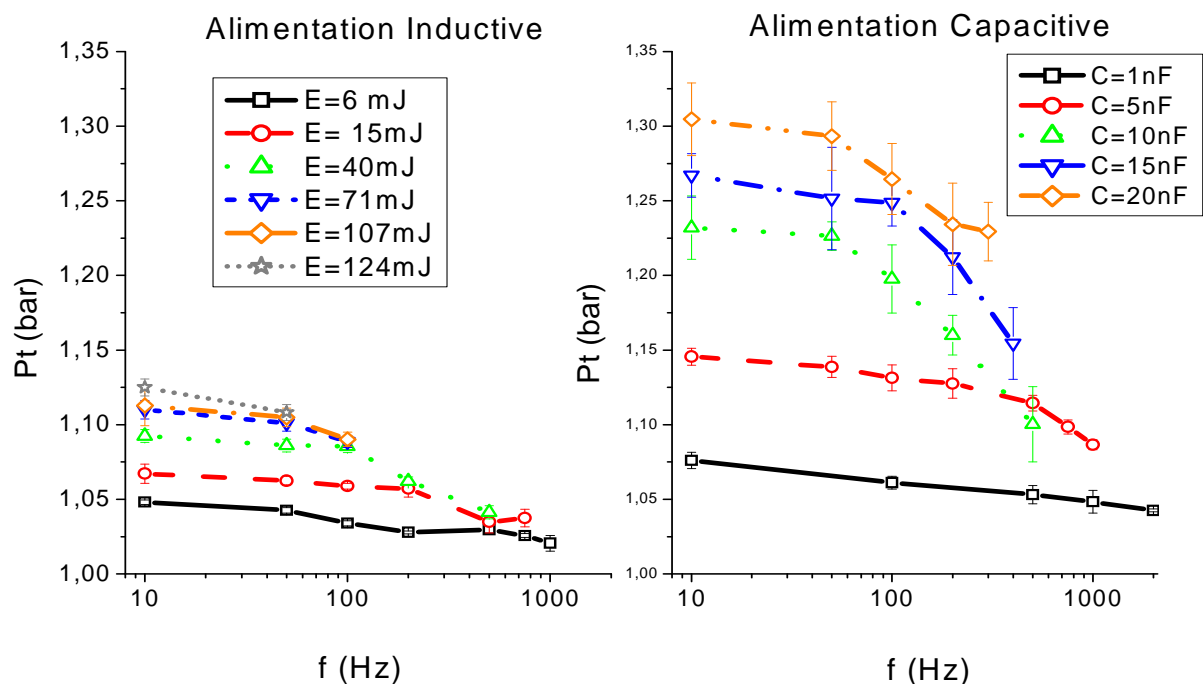


Figure IV-19 : Pression totale à différentes fréquences pour les deux alimentations

Les énergies dissipées dans la décharge sont indiquées pour l'alimentation inductive mais pas pour l'alimentation capacitive, puisque comme la tension de claquage chute avec la fréquence, il est impossible d'attribuer cette énergie sur l'ensemble de la courbe. Avec un condensateur de 10 nF, l'énergie est par exemple de 100 mJ à 10 Hz et seulement de 70 mJ à 500 Hz.

Comme indiqué précédemment dans le cas de l'AC, on peut attribuer la chute de la pression totale concomitante à l'augmentation de la fréquence à la baisse de l'énergie dissipée dans la cavité. Cependant dans le cas de l'AI, la pression totale chute aussi avec la fréquence alors qu'on ne constate pas de diminution d'énergie. Une hypothèse est que le seul paramètre pouvant modifier la surpression est la température. En effet, d'après la loi des gaz parfaits, le nombre de particules avant le claquage est inversement proportionnel à la température puisque la cavité se trouve à la pression atmosphérique. De plus, moins il y a de quantité de matière dans la cavité avant la décharge et moins il est possible



d'obtenir une pression élevée. En conclusion, plus la cavité sera chaude et plus la densité de gaz sera faible et donc moins il sera facile de générer une surpression importante.

La température semble donc avoir une influence sur la baisse de la surpression produite par l'actionneur. Dans le cas de l'AC, la température de l'air avant la décharge électrique est relativement élevée. La chute de la surpression avec la fréquence est donc induite par une augmentation de température et une baisse de l'énergie transmise.

Le jet est moins puissant à haute fréquence, sa puissance diminuant avec la fréquence de fonctionnement. D'un point de vue applicatif, on peut se demander si un jet plus puissant à basse fréquence est préférable à un jet moins puissant à haute fréquence. Cette question ne trouve pour l'instant pas de réponse dans le contexte de nos travaux.

Que ce soit avec l'énergie ou la fréquence de fonctionnement, l'augmentation de la température du gaz avant la décharge influence la puissance du jet. Le rendement global de l'actionneur pourrait donc baisser avec la température, puisqu'à énergie équivalente le jet est moins puissant.

## **4. Rendement des JSP**

Le rendement est couramment défini comme le rapport entre la puissance de sortie et la puissance d'entrée. Dans le cas du JSP, la puissance d'entrée correspond à la puissance électrique dissipée dans la décharge. Le JSP sert à produire des jets d'air, la puissance de sortie considérée est donc la puissance "mécanique" de ces jets. La différence entre la puissance électrique et la puissance des jets correspond aux pertes qui peuvent être de plusieurs natures : tout d'abord les pertes "aérodynamiques" ou pertes de charges, induites par l'expulsion de l'air de la cavité et donc aux « frottements » provoquées par l'écoulement du fluide contre la tuyère de sortie. Ensuite, les pertes thermiques, comme précisé auparavant, s'expliquent par le fait qu'une partie de l'énergie de la décharge sert à chauffer le JSP et pas uniquement à expulser l'air de la cavité. Enfin on pourrait aussi considérer les pertes par rayonnement puisqu'un plasma produit de la lumière. Cependant, la décharge étant générée dans une cavité quasi fermée, le rayonnement lumineux va être absorbé par les matériaux composant la cavité, ce qui va se traduire par un échauffement local du matériau. D'un point de vue global, les pertes par rayonnement sont donc considérées comme des pertes thermiques.

Nous allons maintenant déterminer le rendement par deux méthodes différentes. Tout d'abord nous utiliserons les mesures de pression présentées dans la section supérieure, et ensuite les mesures de températures couplées à un modèle thermique sous COMSOL. Ces deux méthodes permettront d'avoir une estimation convaincante du rendement.

### **4.1. Détermination du rendement à partir des mesures de pression**

Nous allons déterminer le rendement à partir des mesures de pression effectuées avec le tube de Pitot. L'écoulement est donc comme précédemment considéré comme isentropique. Cette hypothèse n'est

pas aberrante puisque les vitesses calculées, même si elles ne sont pas rigoureusement égales, sont tout de même du même ordre de grandeur que les vitesses mesurées par striescopie. La valeur du rendement ne sera donc pas exacte, mais nous permettra d'obtenir un bon ordre de grandeur. Il faut au préalable définir la quantité d'énergie nécessaire à la mise en mouvement du fluide lors de la décharge à partir de l'équation suivante :

$$Q = m.c_v(T_1 - T_0) \quad \text{Équation IV-5}$$

avec  $m$  la masse d'air présent dans l'actionneur,  $T_1$  la température après la décharge, et  $T_0$  la température avant celle-ci. En considérant l'écoulement comme isentropique, nous avons :

$$\frac{P_{t\_max}}{P_{atm}} = \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad \text{Équation IV-6}$$

où  $P_{t\_max}$  désigne la pression maximale dans l'actionneur égale à la pression maximale mesurée à partir du tube de Pitot avec l'hypothèse d'écoulement isentropique entre le centre de la cavité et le capteur.

On peut donc facilement donner l'équation de la pression en fonction de la chaleur :

$$P_{t\_max} = P_{atm} \left( \frac{Q}{m.c_v.T_0} + 1 \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad \text{Équation IV-7}$$

En considérant que l'air présent dans la cavité est un gaz parfait nous obtenons :

$$P_{t\_max} = P_{atm} \left( \frac{Q \cdot (\gamma - 1)}{Vol_{tot} \cdot P_{atm}} + 1 \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad \text{Équation IV-8}$$

Dans cette équation, tous les paramètres sont connus sauf la grandeur  $Q$ . Or le rendement que nous recherchons est justement le rapport entre l'énergie  $Q$  nécessaire à la mise en mouvement du fluide et l'énergie  $E_d$  apportée à la décharge selon l'équation ci dessous:

$$Q = \eta \cdot E_d \quad \text{Équation IV-9}$$

L'expression de la pression maximale devient donc :

$$P_{t\_max} = P_{atm} \left( \frac{\eta \cdot E_d (\gamma - 1)}{Vol_{tot} P_{atm}} + 1 \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad \text{Équation IV-10}$$

L'hypothèse d'écoulement isentropique signifie que la pression au sein de la cavité est égale à la pression mesurée à l'aide du tube de Pitot, ce qui revient à négliger les pertes de charges lors de l'expulsion de l'air par l'orifice. Les rendements calculés de cette manière représentent des "bornes hautes". Ils ne prennent pas en compte les pertes lors de l'évacuation de l'air mais uniquement la puissance thermique qui n'a pas servi à éjecter le gaz de la cavité. Nous avons de cette manière tracé l'évolution du rendement en fonction de l'énergie dissipée dans la décharge ; les résultats sont présentés sur la figure suivante.

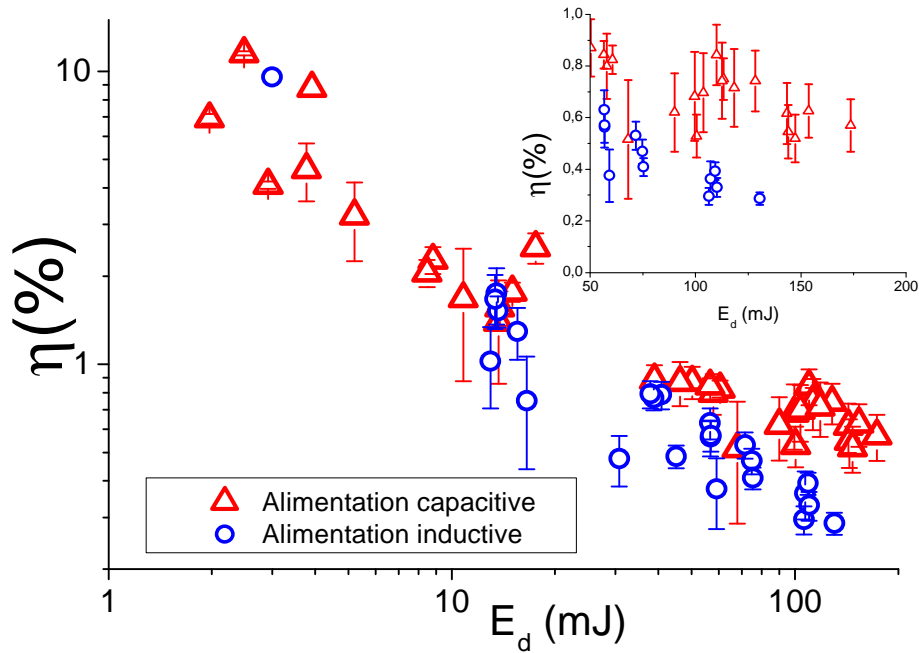


Figure IV-20 : Evolution du rendement pour les deux alimentations

On constate tout d'abord que le rendement est extrêmement faible car inférieur à 1 % pour des énergies supérieures à 10 mJ, c'est-à-dire lorsque les vitesses de jets deviennent importantes. Si on observe des rendements de 10 % pour des énergies inférieures à 10 mJ, cela correspond à des cas où nous avons placé des condensateurs inférieurs à 1 nF : les vitesses de jet obtenues sont à ce moment-là tellement faibles qu'elles ne peuvent être utilisées dans un but pratique.

Ensuite, les rendements obtenus avec l'alimentation capacitive sont supérieurs à ceux de l'alimentation inductive pour des énergies supérieures à 60 mJ. Ce niveau d'énergie correspond pour l'alimentation inductive au moment où le temps d'expulsion du gaz (ou la durée du jet) est supérieure ou égale à la durée de la décharge. Lorsque l'air est expulsé (*i.e.* lorsque la pression mesurée avec le tube de Pitot est égale à 0), l'énergie dissipée dans le plasma ne sert plus à entretenir le jet, mais uniquement à réchauffer les parois du JSP. Il est donc normal d'observer une chute du rendement pour l'alimentation inductive lorsque  $E_d > 60$  mJ. L'utilisation de l'AI est compromise pour des énergies supérieures à 60 mJ, la vitesse, la durée du jet et la surpression n'évoluant plus au-dessus de cette valeur. Si on dissipe 130 mJ, 70 mJ seront investis dans l'augmentation de la température de l'actionneur et donc contribueront à faire baisser le rendement.

L'alimentation capacitive quant à elle ne présente pas un rendement sensiblement meilleur, mais la dissipation d'une énergie plus importante permet d'augmenter les vitesses de jet même si le rendement diminue quelque peu.

Ces résultats étant établis à partir d'une hypothèse assez forte (écoulement isentropique), il convient de les vérifier à partir d'une autre méthode qui nous permettra de confirmer les ordres de grandeur trouvés.

## 4.2. Détermination du rendement à partir des températures du capuchon

Pour ce calcul, nous avons utilisé un modèle de simulation thermique développé sous COMSOL pour lequel une puissance thermique dans la cavité de l'actionneur est considérée comme paramètre d'entrée. Nous regardons ensuite l'évolution des températures du capuchon sur cette simulation en la faisant correspondre aux valeurs mesurées expérimentalement. Nous obtenons ainsi le niveau de puissance thermique dissipée  $P_{\text{modèle}}$  pour déduire la température du capuchon mesurée ; le rendement sera alors donné par l'équation suivante :

$$\eta = \frac{P_{\text{elec}} - P_{\text{modèle}}}{P_{\text{elec}}} \quad \text{Équation IV-11}$$

En effet, la valeur du modèle (ou puissance thermique) représente la partie de l'énergie qui a été transformée et conduite en chaleur, autrement dit les pertes; la puissance électrique représente la puissance totale fournie en entrée de l'actionneur. Le modèle développé sous COMSOL est basé sur une hypothèse d'axisymétrie, il est présenté sur la figure suivante :

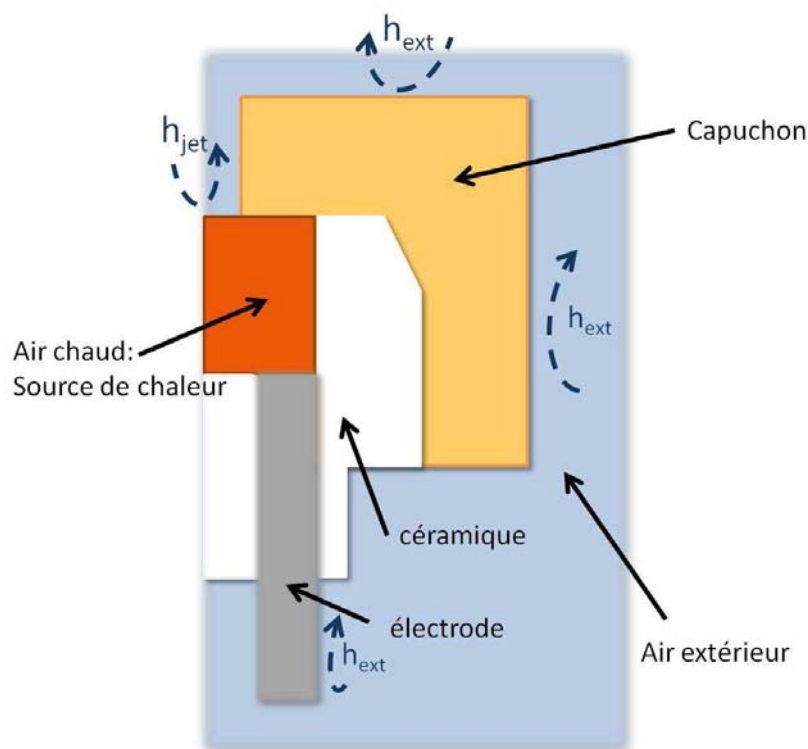


Figure IV-21 : Modèle thermique équivalent

La représentation de l'actionneur prend en compte ses dimensions et les matériaux utilisés. Cependant pour un fonctionnement correct du modèle, il est nécessaire de fixer les paramètres suivants :

- $h_{\text{jet}}$  : coefficient de convection thermique en flux forcé, qui rend compte du refroidissement de l'actionneur par le jet et par l'aspiration de l'air. Il est localisé uniquement sur l'orifice de sortie;

- $h_{ext}$  : coefficient de convection thermique de l'actionneur, qui rend compte du refroidissement du JSP par l'air ambiant. Il est localisé sur l'ensemble du capuchon, de la céramique et des électrodes situés en contact avec l'air extérieur.

Après maillage, l'équation de la chaleur est résolue sur chaque maille, soit :

$$\lambda.\Delta T = Q + \rho.c.\frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Équation IV-12}$$

avec T la température, c la chaleur spécifique,  $\rho$  la masse volumique et  $\lambda$  la conductivité thermique des matériaux. Afin de prendre en compte la convection, une condition aux limites de l'actionneur portant sur le flux thermique normal à la surface  $\varphi_s$  est imposée :

$$\varphi_s = -\lambda.\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_s = h.(T_s - T_{inf}) \quad \text{Équation IV-13}$$

h désignant le coefficient de convection thermique qui traduit la transmission de la chaleur par convection et  $T_{inf}$  la température très loin de la paroi ; nous la considérons égale à la température ambiante soit 30°C au moment où nous avons effectué ces essais.

Il est important de noter que le modèle présenté ici est uniquement thermique et statique : il n'y a aucun mouvement de gaz, il ne prend en compte ni la vitesse à laquelle l'énergie est dissipée ni la fréquence de fonctionnement. C'est la chaleur (ou puissance) moyenne qui atteste de ces deux paramètres. Elle est dissipée de manière constante sur toute la durée de simulation par la source de chaleur représentée sur la Figure IV-21.

Nous allons maintenant montrer la manière dont nous réglons les différents coefficients de convection thermique ainsi que la puissance dissipée.

#### 4.2.1. Mise en place du modèle

Cette mise en place consiste principalement à déterminer les coefficients de convection thermique  $h_{ext}$  et  $h_{jet}$ , ainsi que la puissance thermique  $P_{modèle}$ .

##### a. Détermination du coefficient $h_{ext}$

Le coefficient de convection thermique représente les échanges de chaleur des parois du JSP par convection naturelle. Il est possible de le calculer à partir du nombre de Nusselt comme défini dans le livre de Incropera [145]. Ce type de calcul est empirique et ne permet pas de le déterminer correctement. Nous avons donc choisi de spécifier ce coefficient à partir de nos mesures de température. Pour cela, il faut que les échanges thermiques dus au jet et au remplissage  $h_{jet}$  soient nulles. Nous avons donc déterminé  $h_{ext}$  lors de la décroissance en température après coupure de l'alimentation électrique des actionneurs puisque dans ce cas, il n'y a plus de jet et la puissance thermique dissipée dans la cavité est nulle. Nous avons donc mesuré la décroissance de la température et modifié la valeur de  $h_{ext}$  sur le modèle pour que la décroissance de température obtenue coïncide

avec la courbe expérimentale. Il faut bien entendu donner comme conditions initiales dans le modèle la valeur initiale de la température du capuchon.

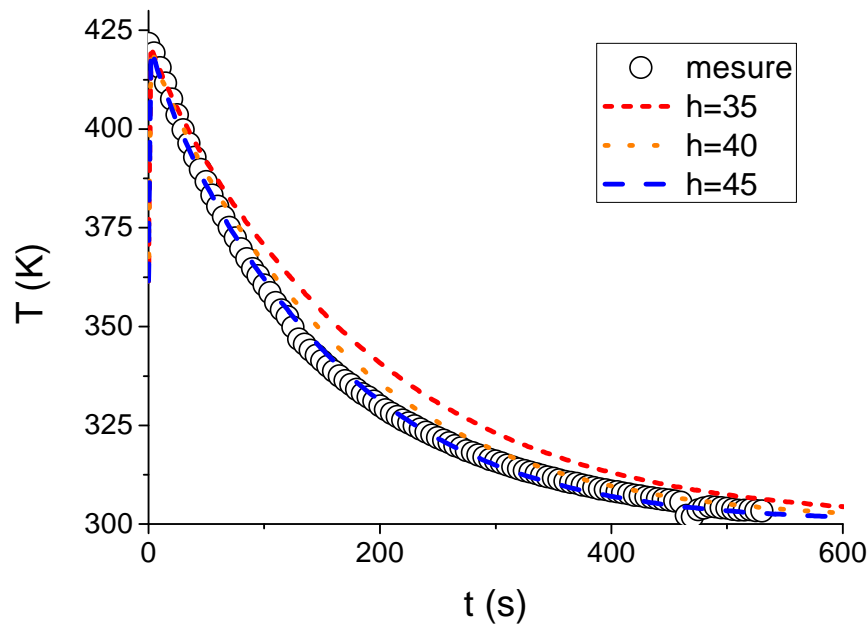


Figure IV-22 : Détermination de  $h_{ext}$

La Figure IV-22 représente la décroissance en température du capuchon mesurée hors décharge, et cette même évolution issue de la simulation pour différentes valeurs de  $h_{ext}$ . On remarque que le coefficient de convection thermique externe joue principalement sur la constante de temps. Nous avons renouvelé l'étude sur plusieurs expériences, afin de valider la valeur du coefficient de convection  $h_{ext}=45$  qui, comme sur la Figure IV-22, permet aux deux courbes de coïncider.

#### b. Détermination du coefficient de convection $h_{jet}$

Le modèle étant uniquement thermique, il n'intègre pas les phases d'expulsion et de remplissage de la cavité. Or ces deux phases interviennent dans le refroidissement ou l'échauffement de l'actionneur, ce dernier expulsant de l'air chaud et absorbant de l'air froid. Les échanges thermiques lors de ces périodes de fonctionnement sont donc pris en compte par le coefficient  $h_{jet}$ .

Afin de déterminer l'influence du coefficient de convection  $h_{jet}$  sur l'évolution de la température, nous avons simulé pour plusieurs valeurs de  $h_{jet}$  la montée en température du capuchon de l'actionneur à puissance apportée constante; les résultats sont présentés sur la Figure IV-23. On constate que le coefficient de convection  $h_{jet}$  modifie la durée de la montée en température et la température finale.

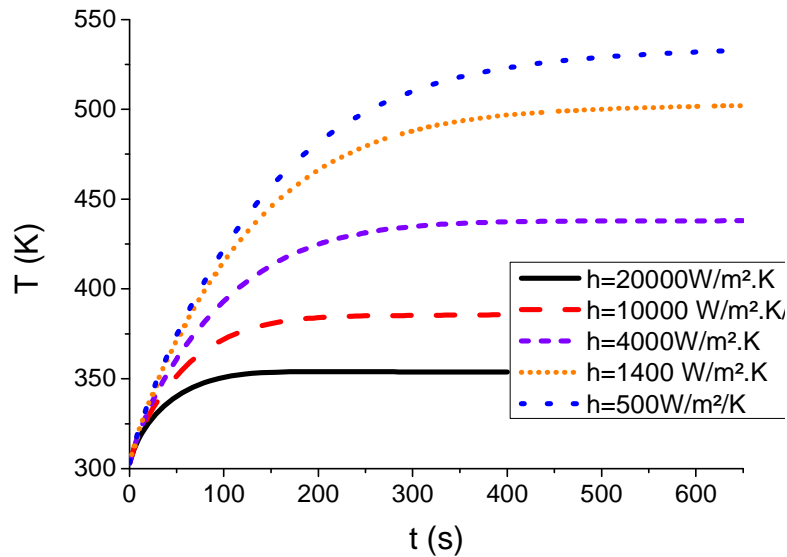


Figure IV-23 : Evolution de la température en fonction du coefficient  $h_{jet}$

Or c'est à partir de l'ajustement de la température finale obtenue par simulation sur la température mesurée que nous déterminerons la puissance correspondant aux pertes thermiques. Le coefficient de convection  $h_{jet}$  sera donc déterminé par la constante de temps associée à la montée en température. A partir de ces courbes, il est donc possible de retranscrire l'évolution de cette constante de temps pour différentes valeurs de  $h_{jet}$  comme on peut le visualiser sur la Figure IV-24. Il est essentiel d'établir ce lien puisque expérimentalement nous avons constaté que la constante de temps de montée en température était variable. En effet suivant la fréquence de fonctionnement et l'énergie dissipée dans la décharge, la température du capuchon monte plus ou moins rapidement. Ainsi l'estimation de la constante de temps issue des mesures de température à l'aide de la caméra thermique permet d'avoir la valeur du coefficient qui sera affecté à  $h_{jet}$  sous COMSOL.

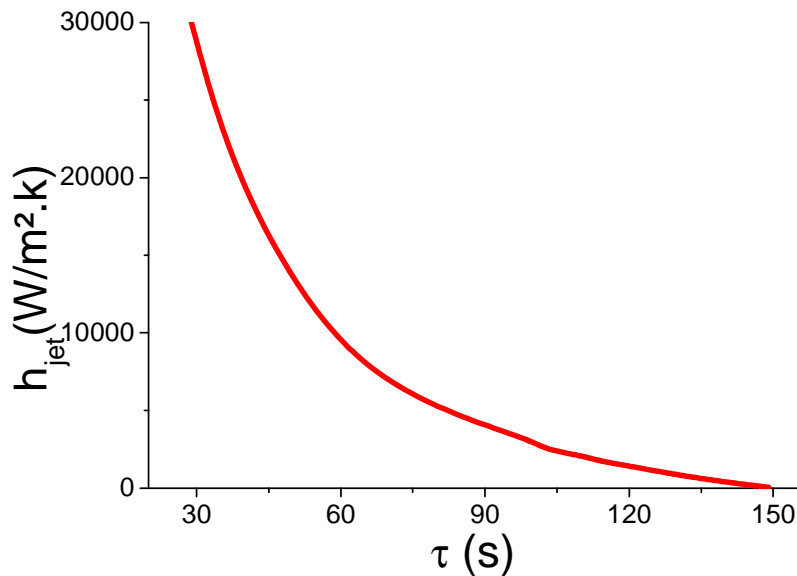


Figure IV-24 : Evolution de  $h_{jet}$  en fonction du temps de montée

La méthodologie de détermination des paramètres de la simulation étant ainsi figée, cet outil nous permet de déterminer les pertes thermiques par ajustement de la température final du capuchon.

#### 4.2.2. Détermination des pertes thermiques

La valeur de la puissance thermique localisée au centre de la cavité est le paramètre qui va nous permettre de déterminer le rendement. Dans le modèle COMSOL, elle influence uniquement la température finale. Il suffit de modifier la chaleur apportée dans la cavité jusqu'à faire coïncider la température finale calculée avec COMSOL avec la température finale mesurée à l'aide de la caméra thermique. Un exemple est présenté sur la Figure IV-25.

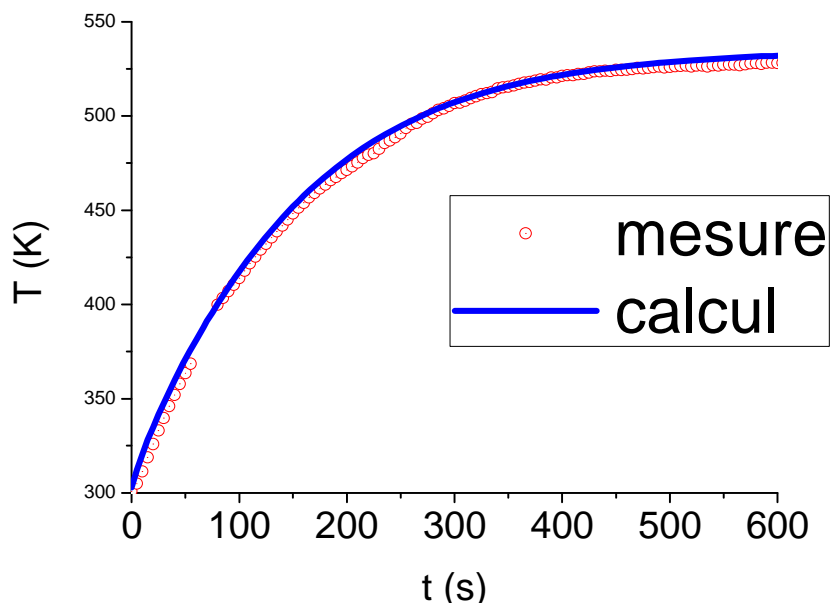


Figure IV-25 : Réglage de la chaleur dissipée dans la cavité

Dans cet exemple, nous calculons préalablement la constante de temps de montée en température sur la mesure obtenue à l'aide de la caméra infrarouge (point rouge sur le Figure IV-25), nous trouvons  $\tau=145$ s. Nous en déterminons le coefficient de convection  $h_{\text{jet}}$  à partir de la Figure IV-24, nous trouvons  $h_{\text{jet}}=150 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ . Le coefficient de convection du capuchon à au préalable était mesurée en 4.2.1.a, il est toujours égale à  $h_{\text{ext}}=45 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ . Ces deux coefficients de convection sont ensuite implantés dans le modèle. Nous déterminons ensuite, sous COMSOL, la puissance thermique en ajustant la température finale calculée sous COMSOL à celle mesurée expérimentalement, c'est-à-dire  $T_{\text{final}}=528 \text{ K}$ ; la puissance thermique dissipée est alors de  $P_{\text{modèle}}=13.7 \text{ W}$ . Ensuite nous superposons les montées en température expérimentale et simulée (Figure IV-25), nous vérifions ainsi que la durée de la croissance de la température est estimée correctement et donc que le coefficient  $h_{\text{jet}}$  est estimé de manière adéquate. Nous calculons ensuite la puissance électrique à partir de la fréquence et de l'énergie dissipée dans une décharge et nous trouvons :  $P_{\text{elec}}=14 \text{ W}$ . Le rendement peut alors être calculé à partir de l'équation suivante :



$$\eta = \frac{P_{elec} - P_{modèle}}{P_{elec}}$$

Nous trouvons un rendement de  $\eta = 2.14 \%$

#### 4.2.3. Valeur des rendements

Chaque alimentation fonctionne à une fréquence donnée avec une certaine énergie dissipée dans la décharge. Ces deux paramètres (fréquence et énergie dissipée) sont mesurés en plus de l'évolution de la température. Ensuite la valeur de  $P_{modèle}$  est adaptée sur les simulations afin de faire coïncider les températures finales du modèle à la mesure. Ainsi on en déduit les pertes, et donc le rendement.

| <b>Alimentation</b> | <b>Ed (mJ)</b> | <b>Fréquence Hz</b> | <b>Mesure de <math>P_{elec}</math> (W)</b> | <b><math>P_{modèle}</math> (W)</b> | <b><math>\eta</math> (%)</b> |
|---------------------|----------------|---------------------|--|------------------------------------|------------------------------|
| <b>Inductive</b>    | 36             | 200                 | 7.2  | 6.85                               | <b>4.86 %</b>                |
| <b>Inductive</b>    | 48             | 100                 | 4.8  | 4.350                              | <b>9.36 %</b>                |
| <b>Inductive</b>    | 70             | 200                 | 14   | 13.7                               | <b>2.14 %</b>                |
| <b>Inductive</b>    | 110            | 100                 | 11   | 10.25                              | <b>6.8 %</b>                 |
| <b>Capacitive</b>   | 12.5           | 100                 | 1.25                                       | 1                                  | <b>20 %</b>                  |
| <b>Capacitive</b>   | 46             | 100                 | 4.6  | 4.325                              | <b>5.97 %</b>                |
| <b>Capacitive</b>   | 46             | 200                 | 9.2  | 8.125                              | <b>11.9 %</b>                |
| <b>Capacitive</b>   | 123            | 100                 | 12.3                                       | 11.325                             | <b>7.93 %</b>                |
| <b>Capacitive</b>   | 168            | 100                 | 16.8                                       | 14.9                               | <b>11.3 %</b>                |

A l'inverse des résultats obtenus avec la première méthode, les rendements ne diminuent pas avec l'énergie dissipée dans la décharge. Quel que soit le paramètre, ils n'évoluent pas de manière logique. Il donne juste la confirmation qu'ils sont assez faibles et globalement inférieurs à 10%.

Dans son application, cette méthode n'est pas assez précise pour donner une valeur précise du rendement. En effet, il aurait certainement fallu développer un programme de détermination des paramètres un peu plus complexe que celui développé ici, et qui permettrait de modifier les paramètres  $h_{jet}$  et  $P_{modèle}$  pour ajuster automatiquement la courbe expérimentale de la montée en température à la courbe calculée par le logiciel. Dans notre cas cet ajustement est trop dépendant de l'utilisateur pour permettre de donner une valeur précise.

### 4.3. Conclusion

Les mesures effectuées avec le tube de Pitot sont certainement plus précises même si elles sous estiment le calcul du rendement mais confirme qu'à haute énergie le rendement de l'AI et bien plus faible que celui de l'AC (ce qu'on n'observe pas distinctement dans les calculs basés sur les mesures de température). En effet, à haute énergie pour l'AI, la décharge continue à être générée alors qu'il n'y a plus de jet sortant de l'actionneur. Cette part d'énergie est donc dissipée inutilement et contribue

forcément à baisser le rendement. Le modèle développé sous COMSOL permet d'estimer des valeurs de puissance thermique qui sont sujettes à l'appréciation de l'utilisateur. Les valeurs de rendement calculées de cette manière ne sont donc pas assez précises et ne donnent qu'un ordre de grandeur.

## 5. Conclusion

Ce chapitre met en évidence que le comportement de l'actionneur change avec l'alimentation qui lui transmet l'énergie.

Tout d'abord d'un point de vue thermique, l'alimentation inductive transmet plus de chaleur à l'actionneur que l'alimentation capacitive. Ainsi à énergie équivalente le capuchon de l'actionneur est plus chaud dans le cas de l'AI que dans le cas de l'AC. Une fois l'équilibre thermique atteint, la température du capuchon est quasiment égale à la température du gaz dans la cavité. D'après la loi de Paschen, l'augmentation de la température dans la cavité abaisse la tension de claquage. Nous avons vérifié que la tension de claquage n'était pas modifiée par la pression, puisqu'en début de fonctionnement, alors que les effets thermiques sont négligeables, la tension de claquage est constante. La température est donc la seule responsable de la diminution de la tension de rupture du gaz. Dans le cas de l'alimentation capacitive, cette baisse induit des effets indésirables sur la dissipation d'énergie, puisque l'énergie dissipée dans la décharge est liée au carré de la tension de claquage. A haute fréquence, la température du JSP étant plus élevée, l'énergie dissipée est plus faible qu'à basse fréquence à capacité équivalente. Cet effet autorégule d'une certaine manière l'alimentation capacitive puisque l'augmentation de la température abaisse l'énergie dissipée. Nous n'observons pas cet effet sur l'alimentation inductive qui n'atteste d'aucun lien entre tension de claquage et énergie.

Nous avons ensuite constaté qu'une décharge longue et moyennement chaude (alimentation inductive) produisait un jet long et peu puissant. *A contrario*, une décharge très chaude et pulsée (alimentation capacitive) produit un jet puissant et bref. La température de décharge limite la surpression et donc la puissance du jet à une certaine valeur, en-dessous de cette puissance maximale c'est le volume de décharge qui modifie la puissance du jet. La durée du jet est, quant à elle, influencée par la durée de la décharge. Dans le cas de l'alimentation inductive, le jet est long car la décharge continue à chauffer l'air présent dans la cavité durant la phase d'expulsion du gaz, le plasma entretient donc le chauffage, et c'est cet entretien qui permet d'expulser l'air de la cavité. Si la décharge est trop longue, elle continue lorsque le jet est éteint et donc qu'il n'y a pratiquement plus d'air dans la cavité. L'énergie dissipée durant cette phase sert juste à augmenter la température du JSP, elle est donc comptabilisée comme une perte à partir de ce moment-là.

Enfin des mesures effectuées par tube de Pitot ont montré que les rendements de l'actionneur étaient plus importants pour l'alimentation capacitive que pour l'alimentation inductive. Néanmoins dans tous les cas ces rendements restent extrêmement faibles. Nous avons confirmé cette constatation par un modèle thermique couplé aux mesures de température.

Malgré ce dernier point négatif, les vitesses des jets produites par cet actionneur sont impressionnantes puisqu'elles peuvent être supérieures à 200 m/s alors que le volume de la cavité de l'actionneur ne dépasse pas quelques dizaines de mm<sup>3</sup>. Les JSP permettent donc de produire des jets d'air dont la vitesse est supérieure à la plupart des autres jets synthétiques, et aux autres actionneurs plasmas.

Nous avons dû faire un choix entre ces deux alimentations pour mener à bien des essais de contrôle d'écoulement utilisant les JSP. Ce choix a été relativement simple car l'AC présente de nombreux bénéfices par rapport à l'AI :

- Jet puissant
- Grande vitesse
- Température de capuchon plus faible donc effet thermique moindre
- Meilleur rendement

Le seul atout pratique de l'AI est de produire des jets plus longs.

Le chapitre suivant permettra de montrer les diverses applications des JSP réalisées en partenariat avec l'ONERA, ce qui mettra en lumière les avantages et inconvénients des JSP vis-à-vis des applications présentées.



## **Chapitre V : Applications des JSP au contrôle d'écoulement**



## Chapitre V : Applications des JSP au contrôle d'écoulement

Dans ce chapitre nous allons présenter les différentes applications de JSP aux quelles j'ai participé durant ce travail de thèse en collaboration avec le département DMAE de l'ONERA de Toulouse (Daniel CARUANA) dans le cadre de projet collaboratif (projet européen PLASMAERO en particulier). Nous allons tout d'abord présenter la conception technique des alimentations

### 1. Présentation des alimentations

Nous n'allons pas ici présenter à nouveau les alimentations puisque cela a déjà été réalisé au chapitre précédent. Nous allons juste ici présenter les réalisations techniques. L'alimentation capacitive ayant de bien meilleures performances, c'est celle que nous avons choisi de dupliquer en plusieurs exemplaires. Après discussions avec nos collègues de l'ONERA, nous avons choisi de faire les essais avec 20 JSP. Etant donné les dimensions de la maquette il en faut juste 12, pour l'application du contrôle de bruit, pour le contrôle d'écoulement un modèle réduit d'aile d'avion de 40 cm, 20 JSP nous permettraient d'en disposer un tous les 2 cm.

Nous avons donc reproduit 20 alimentations, et il faut donc une source de tension capable de fournir de la puissance à ces 20 alimentations. En fonctionnement à pleine puissance, il est nécessaire d'avoir :

$$P = 20 \cdot E_{\text{magn}} \cdot f = 20 \cdot 0.5 \cdot 2000 = 20 \text{ kW} \quad \text{Équation V-1}$$

Cette puissance est considérable, et elle correspond au fonctionnement des JSP à pleine puissance. Cependant ce dimensionnement est en partie inexact; En effet, nous avons observé une chute de la tension de claquage avec la fréquence de fonctionnement. Donc si l'on se place à  $f = 2 \text{ kHz}$ , la tension de claquage est bien plus faible comme rappelé sur la figure suivante :

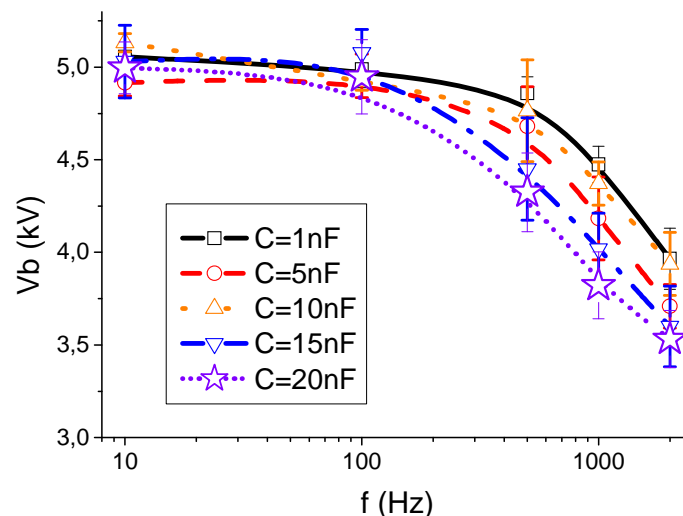


Figure V-1: Evolution de la tension de claquage avec la fréquence

Pour l'énergie maximale obtenue avec un condensateur de  $C=20\text{ nF}$ , la tension de claquage est de 5 kV à 10 Hz et de seulement 3.5 kV à 2 kHz. L'énergie contenue dans le condensateur passe alors de 250 mJ à 122.5 mJ. L'énergie fournie par la source continue sera donc plus faible, puisque la puissance délivrable par l'ensemble des actionneurs est donc à peu près deux fois plus faible, et serait de 10 kW. Comme cette alimentation doit pouvoir être utilisée par la suite, et au cas où il faudrait faire fonctionner 30 actionneurs, nous avons choisi une alimentation de 15 kW de la marque SORENSSEN modèle SGA-160-94-D-0A-AA. Elle peut fournir un courant maximal de 96 A sous une tension de 160V.

La carte de commande contenant le transistor n'est pas modifiée, une image est présentée sur la figure suivante

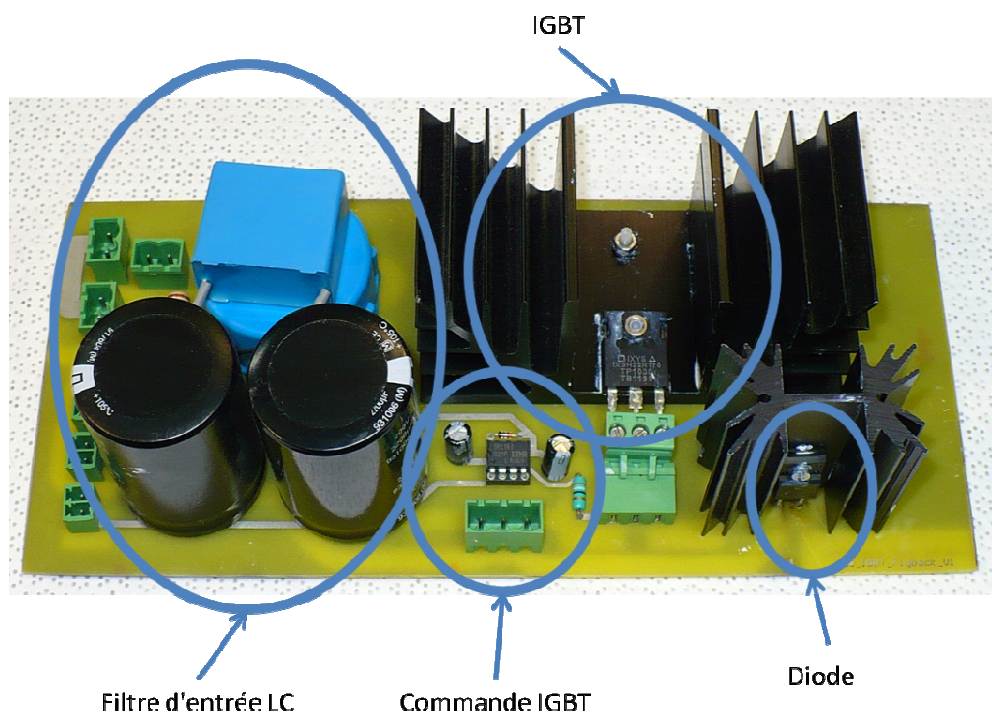


Figure V-2 : Photographie de la carte de commande

L'entrée de cette carte est reliée à la source de tension et sa sortie est connectée au transformateur. Elle comprend le filtre LC d'entrée permettant de fournir le courant maximal de magnétisation en limitant la chute de tension sur l'alimentation. On trouve ensuite le circuit de commande du transistor, la commande est effectuée par un driver IR2183 lui-même relié à un générateur de signaux TTL. Ce circuit est alimenté par l'alimentation principale, et la tension est régulée par une diode Zéner 18 V. On trouve ensuite le transistor et la diode.

Cette carte est insérable dans un boîtier qui contient les embases permettant de relier la source de tension continue à la carte une FGG.1B.302.CLL de la société LEMO, et la carte au transformateur. Cette dernière embase doit être capable de supporter des tensions de 1 KV : nous avons choisi les embases ERA.2S.408.CLL de la société LEMO.



Le transformateur est celui dimensionné au préalable et présenté précédemment. Nous présentons une vue d'ensemble du système d'alimentation sur la figure suivante.

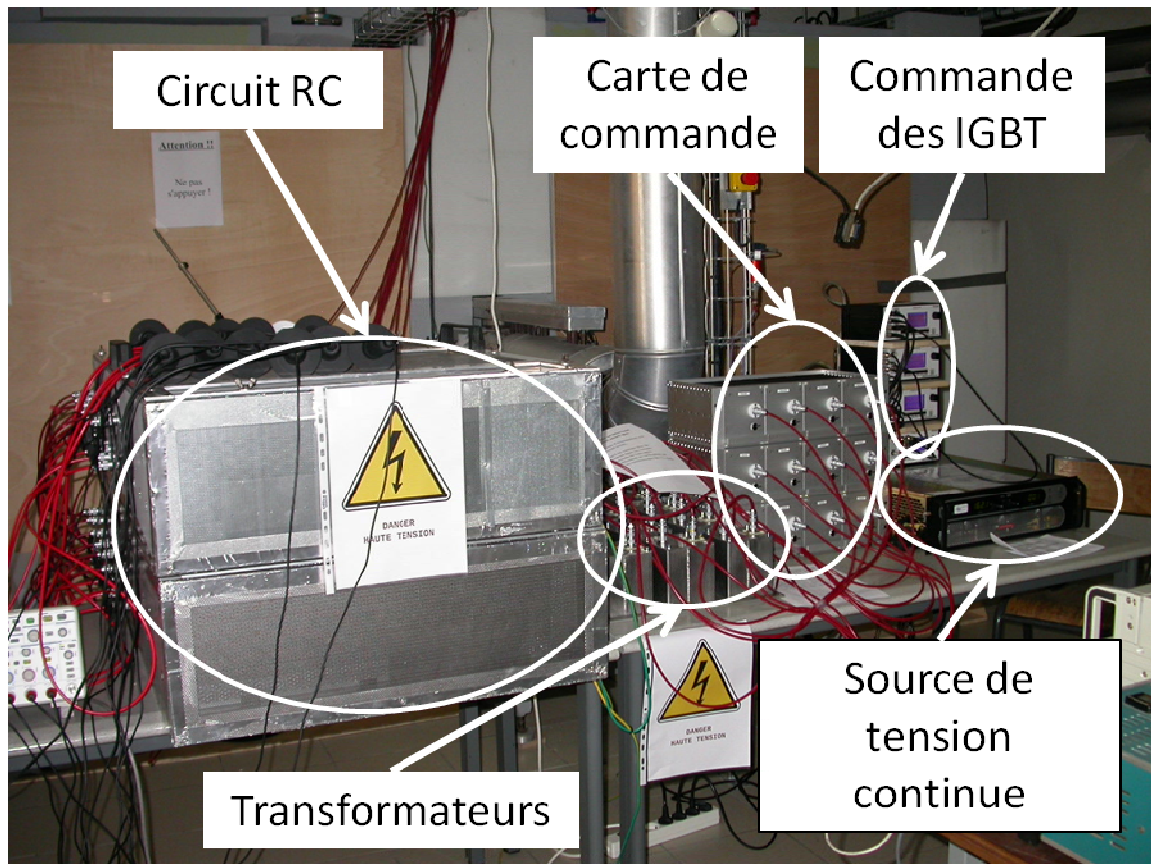


Figure V-3 : Circuit d'alimentation

Les circuits RC semblent très volumineux, mais en fait les cartes sont largement espacées afin d'avoir une bonne circulation d'air pour refroidir les résistances, et ces boîtiers pourraient être de taille bien plus faible. Les générateurs de signaux TTL sont tous synchronisés entre eux et commandés par un organe maître, de sorte qu'il est possible de déphaser chaque signal si nécessaire, si l'on veut par exemple faire fonctionner les actionneurs de manière déphasée dans le temps.

On remarquera que chaque partie est blindée afin de limiter les perturbations électromagnétiques. De la même manière chaque câble reliant les boîtiers est blindé. Les courants de décharge étant très importants, et très brefs, ils rayonnent énormément et peuvent perturber les systèmes d'acquisition de mesure (caméra, micro, laser ...), et pourraient même les endommager.

L'ensemble de l'alimentation est très volumineuse, mais elle n'a été dimensionnée que pour montrer les possibilités des JSP vis-à-vis du contrôle d'écoulement dans des expériences de laboratoire et ne sont pas optimisées en vue d'être intégrées dans un système.

Chaque alimentation possède plusieurs limites de fonctionnement que ce soit d'un point de vue énergétique ou d'un point de vue fréquentielle.

- Elle ne peut pas dissiper plus de 500 mJ, car le transformateur sature au dessus de cette énergie. Comme cette valeur ne prend pas en compte les pertes dans la résistance, elle est donc

surestimée. Dans tous les cas de figure, nous ne dissiperons pas plus de 250 mJ dans la décharge.

- La durée de jet est de 250  $\mu$ s, même en considérant un remplissage instantané, la fréquence de fonctionnement ne peut excéder 4 kHz.
- Une limitation en puissance, puisque l'alimentation est dimensionnée pour fonctionner à 500W.

Nous résumons ces caractéristiques sur la figure suivante.

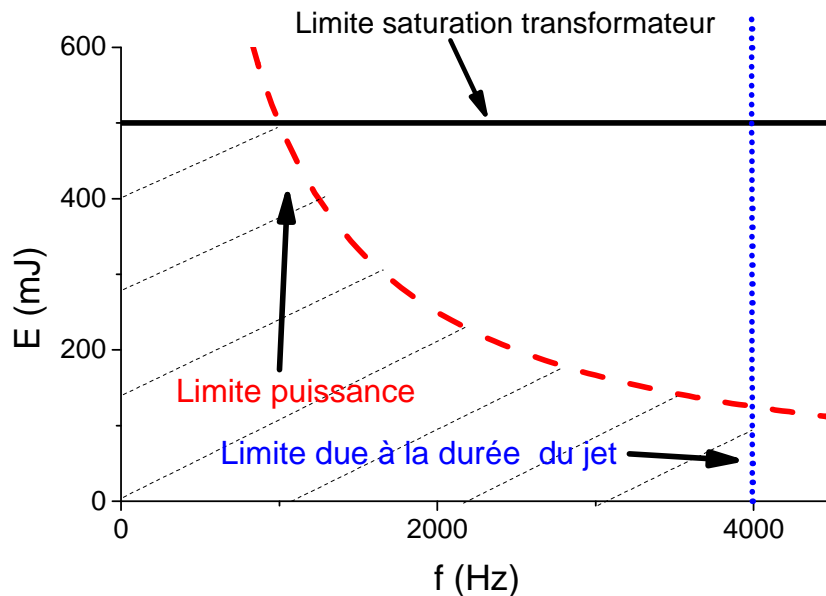


Figure V-4 : Limite de fonctionnement de l'alimentation

L'actionneur peut fonctionner dans la zone hachurée de la figure ci-dessus.

## 2. Application au contrôle d'écoulement

Nous avons participé à deux tests de contrôle d'écoulement sur des modèles réduits d'ailes d'avion, le premier a été réalisé à l'ONERA de Toulouse et le second au laboratoire Pprime de Poitiers. Ces deux essais entrent dans le cadre du projet PLASMAERO. La différence principale entre ces deux tests provient des dimensions de la surface sur laquelle on souhaite contrôler l'écoulement

### 2.1. Essais réalisés à l'ONERA

Nous présentons ici les champs de vitesses le long d'une plaque plane pour différentes fréquences de fonctionnement de l'actionneur. Les champs de vitesse ont été obtenus par imagerie PIV. L'imagerie PIV (imagerie par vélocimétrie des particules) consiste à injecter des fines particules (soit de fumée soit d'huile) dans l'écoulement et de prendre des images de l'écoulement à deux instants très proches à l'aide d'une caméra. Afin d'avoir une durée très brève entre les deux images, la zone où l'on veut prendre l'image est éclairée par deux flashes laser successifs. Nous avons donc deux images contenant les positions de chaque particule à deux instants séparés par un temps très court. Après traitement

numérique on peut donc déterminer le champ des vitesses. Ce champ des vitesses permet de mettre en lumière les recirculations provoquées par le décollement du fluide.

Les essais ont été effectués dans une soufflerie dont la veine a une hauteur de 30 cm, une largeur de 40 cm et une longueur de 1.5 m, sur une plaque plane au dessus de laquelle le fluide s'écoule à une vitesse de 20 m/s. La plaque plane possède une rampe de  $20^\circ$  par rapport à l'écoulement, correspondant à un dénivelé de 26 mm sur une longueur de 60 mm. Les JSP sont positionnés juste avant la rampe comme on peut le voir sur la figure suivante. Les sorties des tuyères JSP fait un angle de  $30^\circ$  avec la paroi (incidence) et ont un dérapage de  $60^\circ$  par rapport à la vitesse infinie amont dirigées dans le sens de l'écoulement principal.

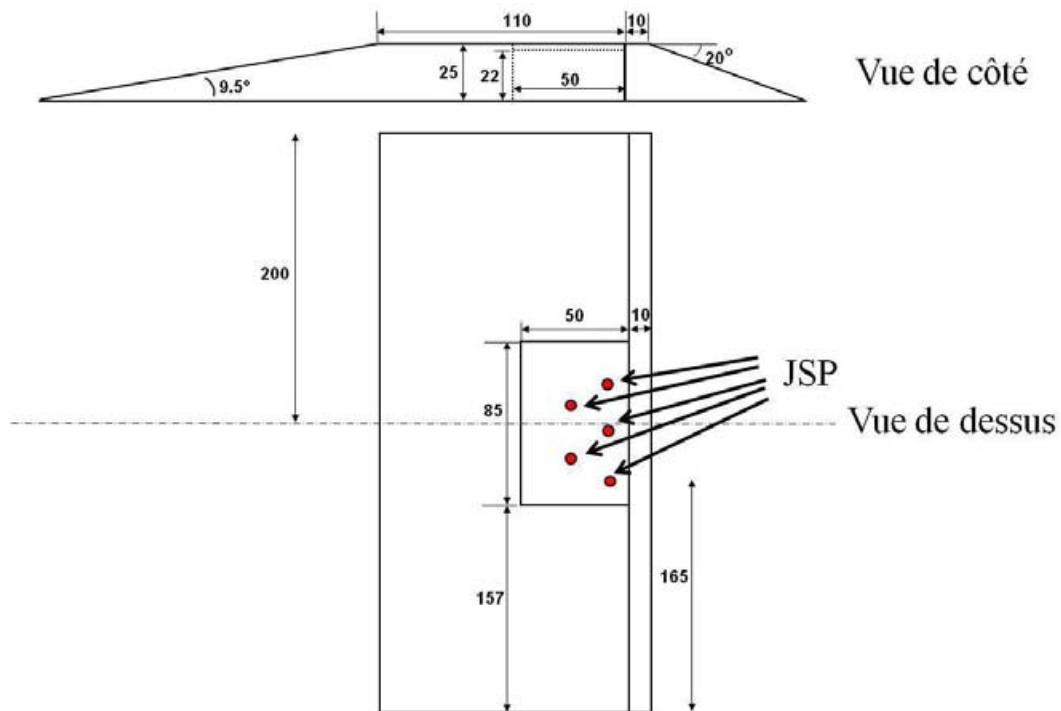


Figure V-5: Position des JSP sur la rampe

Comme on peut le voir sur la Figure V-5, dans cette expérience, 2 rangées de JSP ont été disposées en avant de la rampe. Ils sont espacés de 25 millimètres chacun. Nous présentons les images PIV obtenues pour différentes fréquences de fonctionnement des JSP sur la Figure V-6. Sur cette figure le fluide s'écoule de la gauche vers la droite. La zone bleue représente la zone de recirculation où les vitesses sont négatives. Cette zone correspond donc à un décollement de couche limite. On remarque que l'utilisation des JSP permet de diminuer cette couche limite. Une augmentation de la fréquence de fonctionnement des JSP tend à diminuer la taille de cette zone de recirculation. Au-delà de 250 Hz, cette zone de recirculation subsiste tout de même car les JSP sont positionnés trop en amont de cette zone.

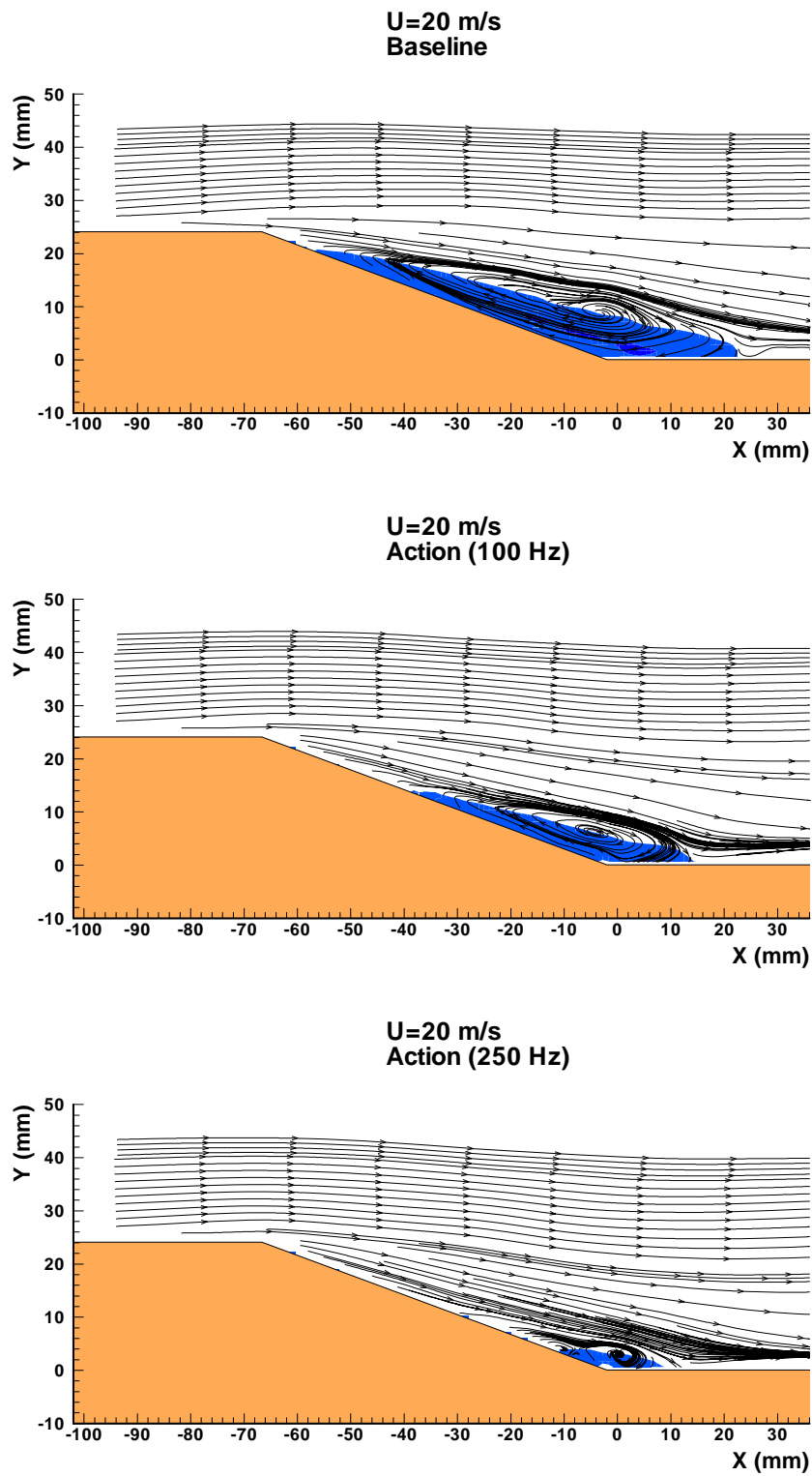


Figure V-6 : Champ PIV sans JSP; avec actionneurs à 100Hz; et à 250Hz

## 2.2. Essais réalisés au laboratoire Pprime de Poitiers

Ces essais ont été réalisés non pas sur une rampe mais sur un modèle réduit d'aile d'avion NACA0015 de 1 m de corde dont on peut voir une photographie sur la figure suivante.

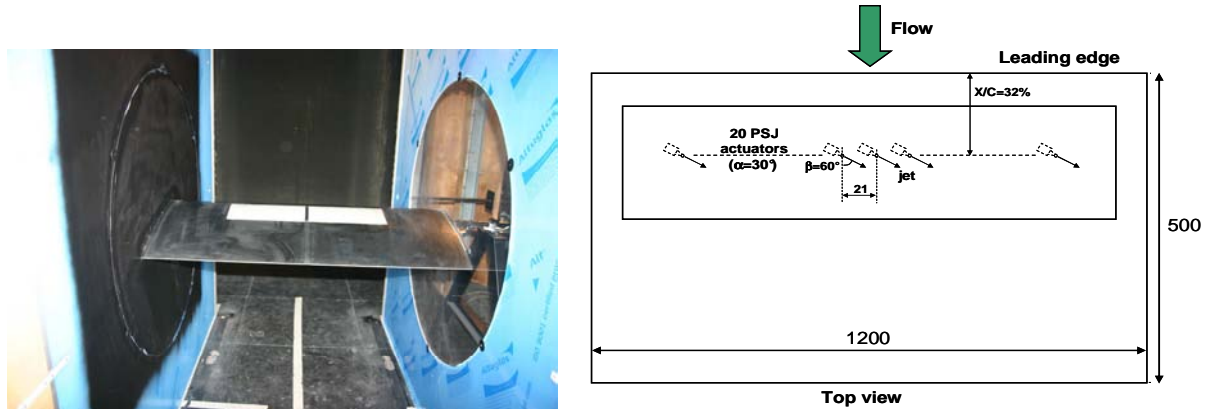


Figure V-7 : Profil de l'aile; disposition des JSP sur la partie blanche du profil

La corde correspond à la largeur de l'aile vis-à-vis de l'écoulement. Comme précédemment, la sortie des tuyères JSP fait un angle de  $30^\circ$  avec la paroi (incidence) et ont un dérapage de  $60^\circ$  par rapport à la vitesse infinie amont. Ils soufflent vers l'aval (dans le même sens que l'écoulement principal). 20 JSP espacés de 2.1 cm chacun sont disposés sur la partie blanche correspondant au bord d'attaque du profil d'aile. Les dimensions de cette expérience sont bien plus grandes que celle réalisée à l'ONERA.

La vitesse de l'écoulement est de 35 m/s et l'aile est inclinée de  $12.5^\circ$  par rapport à l'écoulement principal. On présente le profil des vitesses obtenus par PIV avec et sans fonctionnement des JSP sur la Figure V-8

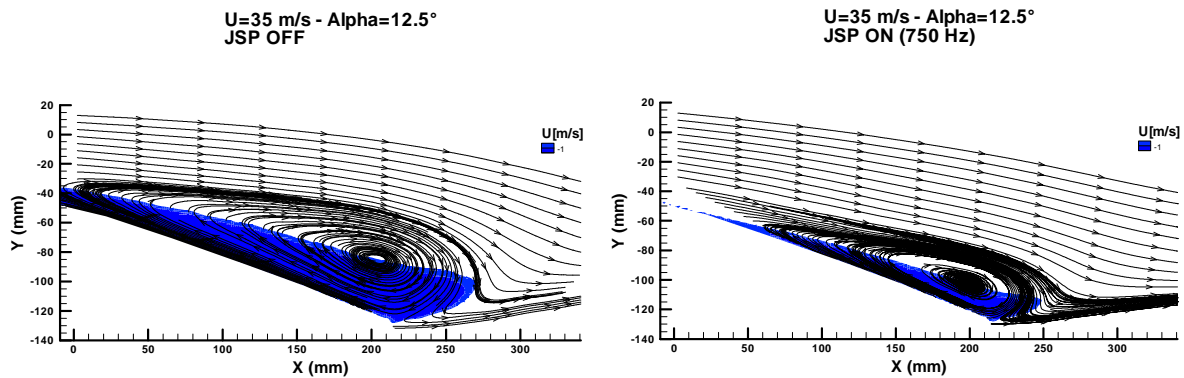


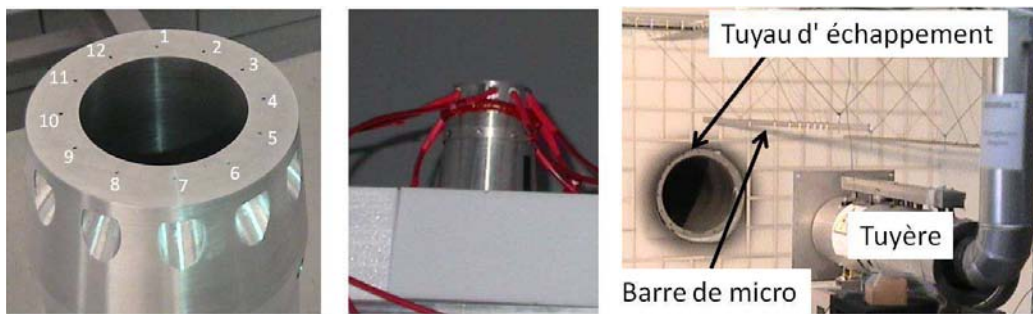
Figure V-8 : Contrôle de bord de fuite

La zone de recirculation où la vitesse est négative est toujours indiquée en bleu. On observe clairement une diminution de la zone de recirculation donc une diminution de la couche limite. Les JSP s'avèrent efficaces. Les JSP ont donc un réel effet sur le contrôle d'écoulement le long d'une aile d'avion montrant ainsi leur potentiel dans ce type d'application.

### 3. Application au contrôle de bruit de jet

Le bruit de jet est le bruit dû aux écoulements de gaz sortant des moteurs. Il constitue la source de bruit prépondérante d'un avion au décollage. Les techniques de réduction de bruit sont pour l'instant de nature passive (chevron), et s'accompagnent d'effet pénalisant sur les performances en vol de croisière. L'utilisation de micro jets peut permettre de modifier l'écoulement et donc éventuellement de réduire le bruit généré par les turbines. Les turbines d'avion étant en forme de tuyère, il est possible de modéliser la sortie du moteur d'avion par une tuyère par laquelle sort un jet d'air continu à grande vitesse, typiquement proche de la vitesse du son.

L'ONERA a installé une chambre anéchoïde dans ses locaux autour d'une tuyère de 50 mm de diamètre dans laquelle s'écoule un fluide à des vitesses pouvant atteindre MACH 0.9. Mach 0.9 correspond à 0.9 fois la vitesse du son soit 340 m/s à la température ambiante. La tuyère envoie le jet dans un tuyau d'échappement en vis-à-vis après avoir traversé la chambre anéchoïde. Les actionneurs sont situés circulairement et régulièrement espacés autour de la tuyère comme on peut le voir sur la Figure V-9.



*Figure V-9 : Sortie de la tuyère (chaque encoche correspond à un JSP); Implantation des JSP autour de la tuyère; tuyère en vis-à-vis du tuyau d'échappement*

Dans la tuyère est insérée juste la cavité en céramique, les encoches servent de capuchon; des orifices sont placés en hauteur de la tuyère afin de faire sortir l'air à  $45^\circ$  de l'écoulement principal. Il y a en tout 12 encoches permettant d'insérer 12 JSP.

Différents modes de fonctionnement des JSP ont été testés :

- Tous les JSP fonctionnent en même temps;
- Les JSP sont allumés l'un après l'autre dans le sens des aiguilles d'une montre. Le déphasage entre deux déclenchements est réglé de manière à ce que le tour soit effectué durant une période de fonctionnement;
- Les JSP de 1 à 6 sont allumés en même temps et ceux de 7 à 12 sont allumés à l'instant correspondant à la demi-période de fonctionnement;
- Les JSP pairs sont allumés en même temps et les impairs sont allumés à l'instant correspondant à la demi-période de fonctionnement;

Le nombre de modes de fonctionnement peut être bien plus important et dépend (presque uniquement) de l'imagination de l'expérimentateur.



Avant de faire la mesure de bruit de jet, des images par strioscopie d'un jet injecté dans la couche de mélange ont été effectuées, afin de vérifier que le jet modifie bien la couche de mélange. Nous présentons un de ces essais sur la figure suivante.

Sur l'image de gauche on observe clairement le jet sortant de l'actionneur. Ensuite sur l'image prise à  $400\ \mu\text{s}$  après la décharge, on voit le jet modifier la couche de mélange de manière assez nette. La perturbation induite impacte l'écoulement sur environ 10 mm de hauteur et sur 15 mm le long de l'écoulement. On ne sait pas pour le moment si cette modification est positive ou négative pour le contrôle de bruit, mais il apparaît clairement qu'un seul JSP produit une modification de l'écoulement. Dans cet exemple, le JSP est alimenté par une capacité de 20 nF et la vitesse maximale du jet est donc d'environ 220 m/s. Nous avons même observé des modifications de la couche de mélange avec des condensateurs de 1nF, mais ces effets sont moindres.

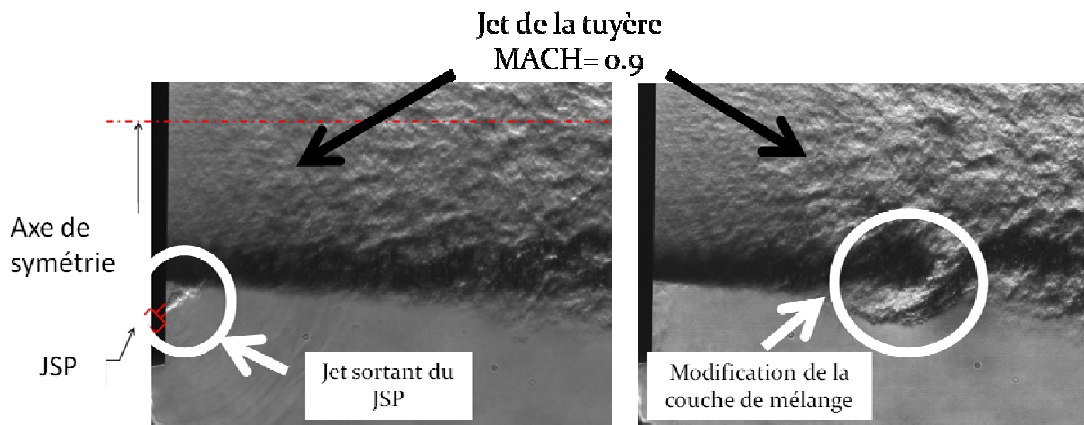


Figure V-10 : Interaction d'un JSP soufflant à 250 m/s avec le jet sortant de la tuyère à MACH 0.9 à  $t=100\ \mu\text{s}$  après la décharge et  $t=400\ \mu\text{s}$  après la décharge

La mesure de bruit se fait par l'intermédiaire d'un jeu de micros situés sur la barre au dessus du jet sortant de la tuyère comme on peut le voir sur la Figure V-11. La barre est positionnée à 10 fois le diamètre du centre de la tuyère soit 50 cm. 8 micros sont positionnés à 90, 100, 100, 120, 130, 140 et  $150^\circ$  de la position du jet. Chaque micro enregistre le bruit produit par le jet.

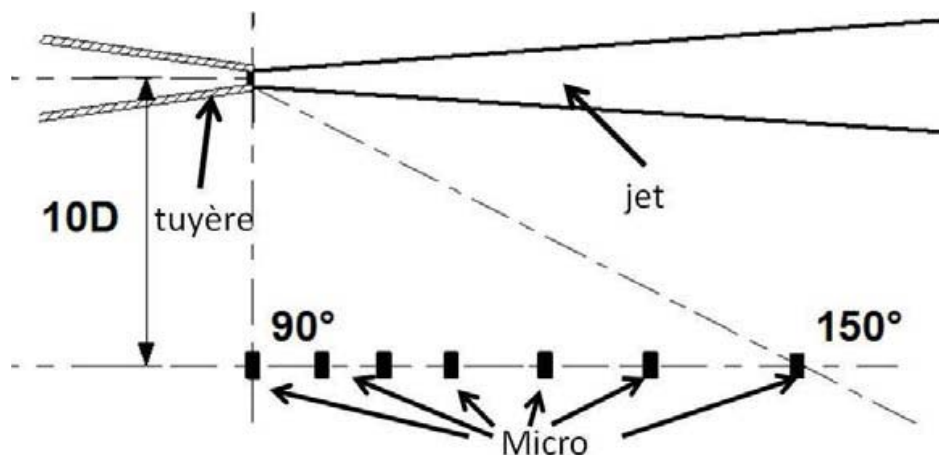


Figure V-11 : Position des micros

Nous allons maintenant présenter quelques résultats obtenus. Les résultats présentés ici sont effectués à différentes fréquences avec des condensateurs de 12 nF.

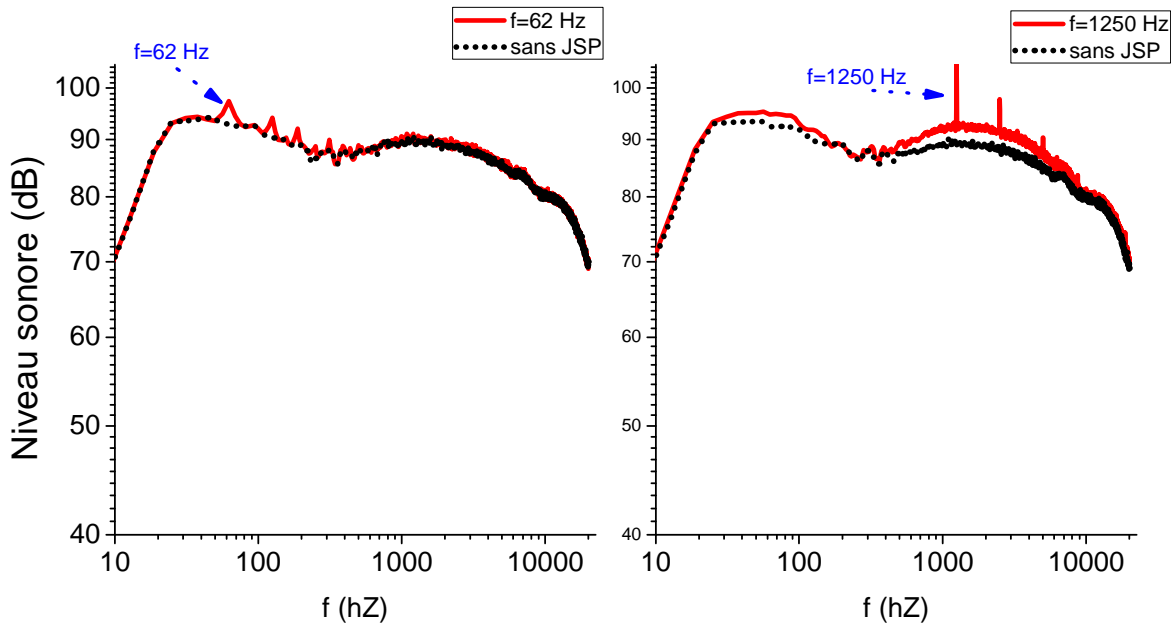


Figure V-12 : Influence des JSP sur le niveau de bruit pour le micro à 150°; à gauche la fréquence des JSP est de 62 Hz; à droite de 1250 Hz

On observe clairement une modification du niveau sonore avec le JSP en particulier à leur fréquence de fonctionnement ainsi qu'à leurs harmoniques respectifs. A basse fréquence de fonctionnement des JSP, on ne remarque pas une sensible augmentation du bruit aux autres fréquences. Par contre à plus haute fréquence de fonctionnement ( $f=1250$  Hz), l'augmentation du bruit est importante sur toute la plage de mesures (niveau fréquentiel audible). Cette augmentation de bruit provient certainement d'oscillations "mécanique" sur le jet sortant de la tuyère. Elle traduit donc une modification de la couche de mélange, qui d'un point de vue acoustique est néfaste.

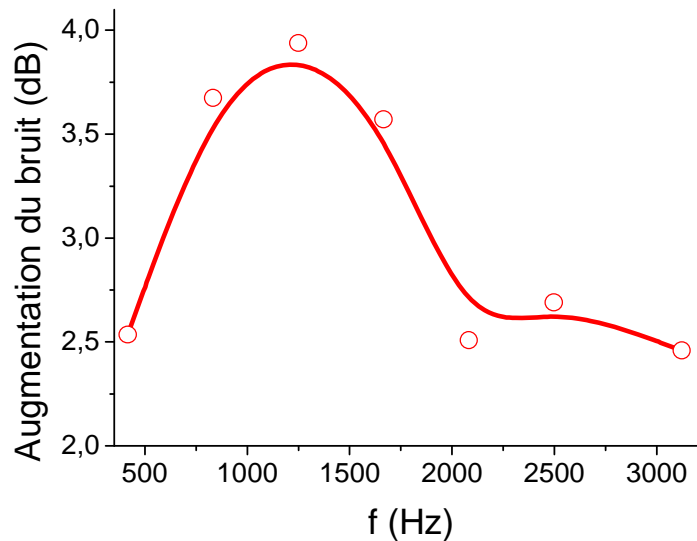
On peut d'ailleurs quantifier cette augmentation en calculant l'OASPL (Over All Sound Pressure Level). Ce paramètre résulte du calcul de l'intégrale du bruit sur toute la plage de fréquence de fonctionnement, divisée par la largeur plage de fréquence. Cela revient à calculer la moyenne du bruit sur toute la plage fréquentielle de mesure. En faisant la soustraction de l'OASPL correspondant à la courbe où les actionneurs sont en marche de celui où les JSP ne sont pas en marche, on obtient donc l'augmentation moyenne du bruit générée par les actionneurs. On présente un exemple d'augmentation de bruit sur la Figure V-13 en fonction de la fréquence de fonctionnement. Ce cas correspond à un jet de MACH 0.6, les JSP utilisés dans cette expérience sont alimentés par un condensateur de 6 nF. L'énergie dissipée dans l'actionneur étant relativement faible, nous avons pu augmenter la fréquence de fonctionnement jusqu'à 3.1 kHz. Les JSP peuvent donc fonctionner à ces fréquences, le temps de remplissage des JSP est donc dans ce cas de :

$$t_{\text{rempl}} = \frac{1}{f} - \text{durée}_{\text{jet}} = 322 - 250 = 72 \mu\text{s}$$

Équation V-2



Le temps de remplissage peut donc être relativement court lorsque l'énergie dissipée est relativement faible.



*Figure V-13 : Augmentation du bruit pour  $C=6$  nF; le jet est à MACH 0.6 pour le micro à 150° par rapport à l'écoulement*

En ce qui concerne le bruit, on remarque qu'il augmente jusqu'à 1200 Hz, et tend à diminuer par la suite. On peut donc penser qu'en augmentant encore la fréquence de fonctionnement on pourrait diminuer le bruit plutôt que de l'augmenter. Il semble impossible d'augmenter la fréquence de fonctionnement sensiblement puisque la fréquence maximale est de 4 kHz (inverse de la durée d'expulsion du jet).

En aérodynamique, les spécialistes ne parlent pas en fréquence de fonctionnement mais en nombre de Strouhal. Ce nombre est adimensionnel (comme souvent en aérodynamique) et se définit de la manière suivante :

$$S_t = \frac{f \cdot D}{U_{\text{tuyère}}} \quad \text{Équation V-3}$$

Avec  $f$  la fréquence des jets,  $D$  le diamètre de la tuyère et  $U_{\text{tuyère}}$  la vitesse du jet sortant de la tuyère. La courbe de la Figure V-13 pourrait être présentée en fonction du Strouhal plutôt que de la fréquence de fonctionnement. Le Strouhal est en quelque sorte une fréquence adimensionnelle qui ne tient donc pas compte des dimensions du système. Pour diminuer l'augmentation du bruit voire espérer le réduire, il faudrait donc plutôt augmenter le diamètre du jet ou diminuer la vitesse en sortie de la tuyère.

Les essais de contrôle de bruit ne sont pas très convaincants du point de vue de la diminution du bruit de jet, puisque nous observons une augmentation assez nette du niveau sonore lorsque les actionneurs sont en fonctionnement. Cependant cette augmentation étant générée sur toute la plage des fréquences audibles, elle traduit une nette modification de l'écoulement et plus précisément de la couche de

mélange. Les JSP permettent donc de modifier l'écoulement d'un jet sortant d'une tuyère et pas seulement s'écoulant sur une plaque plane. L'augmentation de bruit étant relativement importante, on peut penser que la couche de mélange est fortement modifiée.

De plus il serait possible en utilisant un diamètre de tuyère plus élevée de pouvoir probablement diminuer le bruit de jet. Cette conclusion nécessite des tests supplémentaires pour être justifiée.

## 4. Conclusion

Nous avons mis en évidence en début de ce chapitre les limites de fonctionnement des JSP présentées dans cette étude et couplés à notre alimentation. Notre alimentation limite la puissance et l'énergie délivrée à ces actionneurs. Par contre le JSP utilisé à une limite propre fréquentielle à 4 kHz imposée par le temps d'expulsion du gaz de sa cavité. Les tests effectués dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence le fonctionnement des actionneurs à 3.1 kHz, ainsi le temps de remplissage de la cavité serait extrêmement rapide, puisqu'il ne serait que de 70  $\mu$ s. Cette fréquence limite de fonctionnement dépend très certainement du volume de la cavité du JSP ainsi que du diamètre de l'orifice permettant d'évacuer et de remplir l'actionneur. Il est certainement possible d'augmenter ces performances en dimensionnant l'actionneur de manière plus optimale, ce travail fera l'objet d'études ultérieures.

Toutefois malgré ces limites, les JSP étudiés ici sont capables d'agir sur les écoulements; nous avons en effet clairement observé dans les essais de contrôle d'écoulement qu'ils sont capables de diminuer fortement la zone de recirculation et donc d'augmenter la portance d'une aile. Par contre ils ne sont pas capables de diminuer le bruit d'une turbine probablement car ils fonctionnent à des fréquences trop faibles. Ils agissent cependant sur l'écoulement, puisque le bruit est augmenté sur toute la plage fréquentielle et pas uniquement à leurs fréquences de fonctionnement.

## **Conclusion et perspectives**



## Conclusions et perspectives

Les générateurs de jets synthétiques à plasma (JSP) sont des actionneurs destinés au contrôle d'écoulement, produisant des jets d'air à partir d'une source de chaleur, en l'occurrence le plasma. Ce plasma est amorcé et entretenu par une alimentation électrique. D'un point de vue global, cet actionneur transforme de l'énergie électrique en énergie mécanique. L'alimentation joue donc un rôle primordial sur le fonctionnement de l'actionneur puisqu'elle est à l'origine du transfert énergétique. Nous nous sommes intéressés dans cette étude au développement d'alimentations électriques pour les JSP.

Afin de générer un plasma, il est nécessaire d'utiliser une source haute tension; il existe diverses manières de produire une tension élevée, par exemple en utilisant une source haute tension commerciale, ou encore en utilisant une source basse tension associée à un interrupteur basse tension et à un transformateur. Cette dernière solution a été retenue car elle est peu onéreuse et permet de régler la cadence des décharges, ainsi que leurs instants d'amorçage. Cette structure a été déclinée sous deux formes : la première fournit l'énergie au plasma par l'intermédiaire d'une inductance et la seconde par l'intermédiaire d'un condensateur. Les sources électriques sont de nature différente et produisent deux types de plasma bien distincts, l'alimentation inductive produit une décharge lumineuse normale et la seconde une décharge de type spark. Les caractéristiques de ces deux décharges sont bien différentes

La décharge de type lumineuse, obtenue à partir de l'alimentation inductive, est tout d'abord amorcée par un streamer, ensuite la tension reste constante durant toute la durée de la décharge alors que le courant décroît linéairement, et ce quelle que soit l'énergie transférée à la décharge. La décharge se comporte donc comme une source de tension constante, et c'est bien l'inductance qui contrôle la décharge puisqu'elle en impose le courant. Ce courant de décharge augmente avec l'énergie transférée à la décharge mais ne dépasse jamais 1 Ampère. Lorsque l'énergie transférée au plasma augmente, la durée ainsi que le volume globale de la décharge s'accroissent, par contre la température de la décharge ne semble pas évoluer et reste constante et égale à 1800 K. La décharge a une durée assez longue puisqu'elle peut dépasser la milliseconde pour des énergies supérieures à 100 mJ. En outre, des photographies rapides ont montré que la décharge était surtout localisée aux abords de la cathode, l'air présent dans cette région est donc chauffé en priorité.

La décharge de type spark, obtenue à partir de l'alimentation capacitive, est amorcée par des vagues d'ionisation successives, ensuite le courant et la tension oscillent en s'amortissant, comme dans un circuit RLC, la décharge se comportant globalement comme une résistance. Plusieurs auteurs considèrent que la résistance équivalente modélisant la décharge varie avec le temps, puisque lors de l'amorçage et l'extinction de la décharge l'impédance ne peut rester constante. Cependant la part

d'énergie dissipée durant ces phases est extrêmement faible, et nous avons montré que d'un point de vue énergétique on peut tout à fait considérer cette résistance comme constante, et d'une valeur de quelques Ohm. Une augmentation de l'énergie dissiper dans la décharge se traduit par un accroissement de la durée et de la section de la décharge, par contre sa température décroît toujours de la même manière et est en moyenne supérieure à 10 000 K. Même si la durée de la décharge augmente avec l'énergie, elle est toujours inférieure à la dizaine de microsecondes donc très inférieure à celle obtenue avec l'alimentation inductive. Par ailleurs, la décharge est cylindrique entre les deux électrodes, nous avons par une modélisation assez simple montré qu'à partir des mesures optiques (imagerie rapide, spectroscopie d'émission optique) on pouvait retrouver l'ordre de grandeur des résistances équivalentes de la décharge calculées à partir des mesures électriques.

Par conséquent, ces deux alimentations transmettent l'énergie à la décharge de manière complètement différente, l'alimentation inductive (AI) produit une décharge très longue dont la température est relativement faible et localisée principalement près de la cathode. Par contre, l'alimentation capacitive (AC) produit une décharge pulsée très chaude uniformément et répartie entre les deux électrodes. On peut synthétiser ces constatations avec la notion de vitesse de transmission d'énergie à la décharge. A énergie équivalente, l'alimentation capacitive transmet rapidement l'énergie à la décharge, alors que ce transfert est beaucoup plus long dans le cas de l'alimentation inductive.

Cette différence de vitesse de transfert d'énergie affecte énormément les caractéristiques thermiques ou aérodynamiques de l'actionneur. Tout d'abord, l'alimentation inductive dissipe beaucoup plus de chaleur que l'alimentation capacitive. En effet, à puissance équivalente, la température du capuchon lorsque le JSP est alimenté par l'AI est bien plus élevée qu'avec l'AC. Concernant le jet d'air produit par ces deux alimentations. Dans le cas de l'AI, le jet commence à sortir alors que la décharge n'est pas éteinte et pour les énergies supérieures à 75 mJ, le jet est terminé alors que l'alimentation continue à dissiper de l'énergie dans la cavité. Ainsi au dessus de 75 mJ, l'énergie ne sert plus à former le jet mais uniquement à chauffer l'actionneur, ce surplus d'énergie est donc une perte. Ce problème n'a pas été rencontré avec l'alimentation capacitive, puisque la décharge est éteinte alors que l'air n'a pas encore commencé à s'échapper de la cavité. Pour les deux alimentations, l'augmentation de la température du capuchon se traduit par une augmentation de la température de l'air dans la cavité, et donc par une diminution de la tension de claquage avec l'énergie ou la fréquence des décharges. Pour l'alimentation capacitive, l'énergie étant directement liée à la tension disruptive, elle va décroître avec la fréquence de fonctionnement. Ainsi l'alimentation est d'un certain point de vue autorégulée, puisque une augmentation de la température se traduit par une baisse d'énergie qui aura tendance à ralentir la croissance de la température.

Ensuite cette augmentation de température a des effets sur les performances aérodynamiques de l'actionneur. En effet, lorsque la température augmente, la densité d'air dans la cavité est plus faible, diminuant ainsi la pression créée par le jet. De manière plus générale, l'alimentation inductive produit

un jet assez peu puissant et relativement long car il est entretenu par la décharge. L'alimentation capacitive, quant à elle, produit un jet bien plus puissant mais beaucoup plus court (inférieur à 250  $\mu$ s). Ainsi nous avons pu déterminer la fréquence maximale de fonctionnement en considérant une durée de remplissage infinitésimale : elle est au maximum de 4 kHz. Les vitesses de jet générées par le JSP sont, pour les deux alimentations, importantes et supérieures à la centaine de mètres par seconde. Elles sont toutefois bien supérieures dans le cas de l'alimentation capacitive puisqu'elles peuvent atteindre les 250 m/s.

Enfin les rendements de ces actionneurs ont été mesurés par deux techniques différentes, une première se basant sur les pressions développées et une seconde se basant sur les mesures de températures couplées à un modèle thermique. Ils sont dans tous les cas inférieurs à 1% et semblent supérieurs dans le cas de l'alimentation capacitive.

L'alimentation capacitive est au final bien plus performante que l'alimentation inductive puisque les jets générés sont plus puissants et plus rapides; de plus elle présente un meilleur rendement et les températures du capuchon sont bien plus faibles. Nous avons donc choisi de la reproduire en plusieurs exemplaires pour tester les JSP dans diverses applications.

La fin de l'étude se termine sur une présentation des applications des JSP réalisées dans le cadre de ce travail. Nous avons tout d'abord effectué des tests de contrôle d'écoulement sur une plaque plane et sur un modèle réduit d'aile d'avion. Les résultats obtenus dans ces deux applications sont encourageants puisque les JSP ont réussi à réduire fortement les turbulences. Nous avons ensuite mise en évidence qu'une douzaine de JSP arrivent à modifier un écoulement subsonique s'échappant d'une tuyère.

Ce travail a montré le réel potentiel de JSP dans des applications de contrôle d'écoulement. Il soulève tout de même plusieurs questions, ou complément.

Dans le cas de la décharge lumineuse, il faudrait tout d'abord mesurer la densité de courant car nous avons remarqué qu'elle n'était pas constante sur toute la durée de la décharge. Cette caractéristique est pourtant une des caractéristiques principales de la décharge lumineuse normale.

En ce qui concerne les mesures de température, que ce soit pour l'alimentation inductive ou capacitive, il serait intéressant de mesurer leur répartition spatiale. En effet nous avons dans ce travail mesuré une température globale de la décharge, et il semblerait logique que la température ne soit pas uniforme sur toute la décharge. Cette information permettrait une meilleure compréhension du transfert thermique.

En ce qui concerne les caractéristiques de l'actionneur, une mesure de la température du jet ou de l'air présent dans la cavité permettrait d'affiner la compréhension de la phase d'expulsion du jet. De plus une mesure des vitesses de jet à plus haute fréquence de fonctionnement ( $f > 10$  Hz), donnerait une meilleure indication sur la performance de ces actionneurs.

En outre le fonctionnement de l'actionneur n'a pas été complètement décrit : la phase de remplissage reste encore une inconnue. Il est impossible de savoir si l'air remplit la cavité à cause d'une dépression

ou par un échange de chaleur. Une meilleure compréhension des phases d'expulsion et de remplissage permettrait d'avoir une approche phénoménologique du comportement de l'actionneur. Il serait ainsi possible d'agir sur les paramètres permettant d'optimiser le remplissage ou l'expulsion de l'air.

De plus, les JSP ont un rendement assez faible, il est nécessaire de pouvoir l'augmenter significativement. Il serait donc nécessaire d'effectuer une étude paramétrique de l'actionneur afin d'optimiser le transfert de chaleur. C'est-à-dire de déterminer les volumes et formes de cavité, ainsi que les matériaux optimaux. En effet, dans notre cas, la quantité de chaleur utilisée pour éjecter l'air est bien trop faible. En transférant la chaleur de manière optimale et donc en augmentant le rendement, la chaleur dégagée par l'actionneur serait bien plus faible et les alimentations moins consommatrice d'énergie. Ce dernier point est fondamental, car le volume et le poids des alimentations dépendent directement de la puissance transmise par ces alimentations. Ainsi les alimentations seraient moins lourdes et moins encombrantes.

Une autre manière d'augmenter le rendement serait d'avoir une action sur l'alimentation électrique utilisée. Nous avons remarqué qu'il est préférable d'avoir une décharge très chaude avec la durée la plus faible possible pour que l'actionneur développe des vitesses de jet importantes, et ait un rendement le plus grand possible. L'utilisation d'une alimentation nano-pulse générant une décharge de type spark durant un temps de quelques centaines de nanosecondes améliorerait probablement le transfert d'énergie à la décharge et donc le rendement.

Enfin, il serait intéressant d'étudier la compatibilité électromagnétique de notre actionneur. Les courants importants et très brefs génèrent des champs électrique et magnétique pouvant endommager ou du moins perturber les autres systèmes électriques environnants. Il n'est donc pas concevable d'envisager l'intégration de nos actionneurs dans un avion à l'heure actuelle, sans diminuer fortement le rayonnement des JSP ou du moins empêcher que ces rayonnement ne nuisent au fonctionnement des appareils électriques environnants.

Cette étude est une première approche concernant le couplage électrique des JSP avec leur alimentation. Il apparaît clairement que ce couplage doit permettre de dissiper l'énergie dans la décharge le plus rapidement possible afin que cette énergie participe au maximum à l'expulsion du gaz, plutôt qu'à l'échauffement de l'actionneur. De plus, des mesures ont montré que les vitesses développées par ces actionneurs étaient élevées car supérieures à 200 m/s. Enfin, les JSP sont capables de contrôler des écoulements comme nous avons pu le vérifier par des tests en soufflerie.



## Références bibliographiques



## Références bibliographiques:

- [1] R. Comolet, *Mécanique expérimentale des fluides : Tome 2, Dynamique des fluides réels, turbomachines*, 4<sup>e</sup> éd. Dunod, 2006.
- [2] L. N. Cattafesta et M. Sheplak, « Actuators for Active Flow Control », *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 43, n<sup>o</sup>. 1, p. 247-272, janv. 2011.
- [3] D. Greenblatt et I. J. Wygnanski, « The control of flow separation by periodic excitation », *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 36, n<sup>o</sup>. 7, p. 487-545, oct. 2000.
- [4] M. A. Kegerise, R. H. Cabell, et L. N. Cattafesta III, « Real-time feedback control of flow-induced cavity tones--Part 1: Fixed-gain control », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 307, n<sup>o</sup>. 3-5, p. 906-923, nov. 2007.
- [5] G. G. Arthur, B. J. McKeon, S. S. Dearing, J. F. Morrison, et Z. Cui, « Manufacture of micro-sensors and actuators for flow control », *Microelectronic Engineering*, vol. 83, n<sup>o</sup>. 4-9, p. 1205-1208, avril.
- [6] S. S. Dearing, J. F. Morrison, et L. Iannucci, « Electro-active polymer (EAP) "dimple" actuators for flow control: Design and characterisation. », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 157, n<sup>o</sup>. 2, p. 210-218, févr. 2010.
- [7] L. N. Cattafesta, S. Garg, et D. Shukla, « Development of piezoelectric actuators for active flow control », *AIAA Journal*, vol. 39, n<sup>o</sup>. 8, p. 1562-1568, 2001.
- [8] W.-P. Jeon et R. F. Blackwelder, « Perturbations in the wall region using flush mounted piezoceramic actuators », *Experiments in Fluids*, vol. 28, n<sup>o</sup>. 6, p. 485-496, juin 2000.
- [9] M. A. Kegerise, R. H. Cabell, et L. N. Cattafesta III, « Real-time feedback control of flow-induced cavity tones--Part 2: Adaptive control », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 307, n<sup>o</sup>. 3-5, p. 924-940, nov. 2007.
- [10] C. Warsop, M. Hucker, A. J. Press, et P. Dawson, « Pulsed Air-jet Actuators for Flow Separation Control », *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 78, n<sup>o</sup>. 3-4, p. 255-281, févr. 2007.
- [11] P. Mane, K. Mossi, et R. Bryant, « Experimental design and analysis for piezoelectric circular actuators in flow control applications », *Smart Materials and Structures*, vol. 17, n<sup>o</sup>. 1, p. 015013, févr. 2008.
- [12] C. Lee, G. Hong, Q. P. Ha, et S. G. Mallinson, « A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 108, n<sup>o</sup>. 1-3, p. 168-174, nov. 2003.
- [13] B. L. Smith et A. Glezer, « The formation and evolution of synthetic jets », *Physics of Fluids*, vol. 10, n<sup>o</sup>. 9, p. 2281, 1998.
- [14] P. Pernod et al., « MEMS magneto-mechanical microvalves (MMMS) for aerodynamic active flow control », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 322, n<sup>o</sup>. 9-12, p. 1642-1646, mai.
- [15] D. R. Smith, « Interaction of a synthetic jet with a crossflow boundary layer », *AIAA Journal*, vol. 40, n<sup>o</sup>. 11, p. 2277-2288, 2002.
- [16] E. Moreau, « Airflow control by non-thermal plasma actuators », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, n<sup>o</sup>. 3, p. 605-636, févr. 2007.
- [17] M. Goldman et al., "The corona discharge, its properties and specific uses", *Pure and Applied Chemistry*, vol. 57, n<sup>o</sup>9, 1985.
- [18] L. Leger, E. Moreau, et G. G. Touchard, « Effect of a DC corona electrical discharge on the airflow along a flat plate », *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 38, n<sup>o</sup>. 6, p. 1478-1485, 2002.

- [19] E. Moreau, L. Léger, et G. Touchard, « Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s », *Journal of Electrostatics*, vol. 64, n° 3-4, p. 215-225, 2006.
- [20] L. Leger, E. Moreau, G. Artana, et G. Touchard, « Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate », *Journal of Electrostatics*, vol. 51, p. 300-306, 2001.
- [21] J. R. Roth, « Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma », *Physics of Plasmas*, vol. 10, n° 5, p. 2117, 2003.
- [22] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge », *Journal of Applied Physics*, vol. 97, n° 10, p. 103307, 2005.
- [23] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari, et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, n° 3, p. 652-662, févr. 2007.
- [24] J.-C. Laurentie, J. Jolibois, et E. Moreau, « Surface dielectric barrier discharge: Effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator », *Journal of Electrostatics*, vol. 67, n° 2-3, p. 93-98, mai 2009.
- [25] J. Jolibois et E. Moreau, « Enhancement of the Electromechanical Performances of a Single Dielectric Barrier Discharge Actuator », *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 16, n° 3, p. 758-767, 2009.
- [26] N. Balcon, N. Benard, Y. Lagmich, J.-P. Boeuf, G. Touchard, et E. Moreau, « Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator - influence on the electric wind », *Journal of Electrostatics*, vol. 67, n° 2-3, p. 140-145, mai 2009.
- [27] T. C. Corke, M. L. Post, et D. M. Orlov, « Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications », *Experiments in Fluids*, vol. 46, n° 1, p. 1-26, nov. 2008.
- [28] A. Berendt, J. Podliński, et J. Mizeraczyk, « Elongated DBD with floating interelectrodes for actuators », *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 55, n° 1, p. 13804, juill. 2011.
- [29] N. Benard, A. Mizuno, et E. Moreau, « A large-scale multiple dielectric barrier discharge actuator based on an innovative three-electrode design », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, n° 23, p. 235204, déc. 2009.
- [30] N. Benard, J. Jolibois, E. Moreau, R. Sosa, G. Artana, et G. Touchard, « Aerodynamic plasma actuators: A directional micro-jet device », *Thin Solid Films*, vol. 516, n° 19, p. 6660-6667, 2008.
- [31] Kenneth R Grossman, Bohdan Z Cybyk, et David M Vanwie, « Sparkjet Actuator », 18-juin-2003. [Online]. Available: <http://surfip.ipexl.com/patents/en/U2S/20040021041.html>. [Accessed: 29-avr-2011].
- [32] K. R. Grossman, B. Z. Cybyk, et D. M. VanWie, « Sparkjet Actuators For Flow Control », *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit-AIAA*, 2003.
- [33] J. T. Wilkerson, K. R. Grossman, D. M. V. Wie, et B. Z. Cybyk, « Computational assessment of the Sparkjet Flow Control Actuator », in *AIAA Paper*, Orlando, Florida, 2003, p. 2003-3711.
- [34] K. R. Grossman, B. Z. Cybyk, M. C. Rigling, et D. M. VanWie, « Characterization of sparkjet flow control actuator », in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004, p. 2004-89.
- [35] B. Z. Cybyk, J. T. Wilkerson, et K. R. Grossman, « Performance Characteristics of the sparkjet flow control actuator », in *2nd AIAA Flow Control Conference*, Portland, 2004, p. 2004-2131.

- [36] H. S. Ko, S. J. Haack, H. B. Land, B. Cybyk, J. Katz, et H. J. Kim, « Analysis of flow distribution from high-speed flow actuator using particle image velocimetry and digital speckle tomography », *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. In Press, Corrected Proof, 13:48:05.
- [37] V. Narayanaswamy, L. L. Raja, et N. T. Clemens, « Characterization of a High-Frequency Pulsed-Plasma Jet Actuator for Supersonic Flow Control », *AIAA Journal*, vol. 48, n° 2, p. 297-305, févr. 2010.
- [38] J. Shin, « Characteristics of High Speed Electro-thermal Jet Activated by Pulsed DC Discharge », *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 23, n° 5, p. 518-522, oct. 2010.
- [39] V. Narayanaswamy, J. Shin, N. T. Clemens, et L. L. Raja, « Investigation of plasma-generated jets for supersonic flow control », *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 2008-285, 2008.
- [40] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Corrected. Springer, 1991.
- [41] H. Moscicka-Grzesiak, H. Gruszka, et M. Stroinski, « Influence of electrode curvature of predischage phenomena and electric strength at 50 Hz of a vacuum gap », *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 23, n° 1, p. 71- 75, févr. 1988.
- [42] J. M. Meek et Craggs J.D., *Electrical Breakdown Of Gases : Meek J. M.* Oxford At The Clarendon Press.
- [43] N. Naude, J. P. Cambronne, N. Gherardi, et F. Massines, « Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure Townsend discharge to a filamentary discharge », *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 38, n° 4, p. 530-538, 2005.
- [44] « Naude-2005-Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure Townsend.pdf » . .
- [45] W. Grimm, « Glimmentladungslampe fur spektralanalytische Routinemessungen », *Die Naturwissenschaften*, vol. 54, n° 22, p. 586-586, 1967.
- [46] J. PERRIN, J. JOLLY, et A.-M. POINTU, « Plasmas froids de décharge - Propriétés électriques | Techniques de l'Ingénieur », *Technique de l'ingénieur*, févr. 1998.
- [47] E. E. Granda-Gutiérrez et al., « Modelling and optimization of a low-pressure DC glow discharge in stable regime », *Surface and Coatings Technology*, vol. 201, n° 9-11, p. 5454-5457, févr. 2007.
- [48] E. E. Granda-Gutiérrez et al., « V-I curves and plasma parameters in a high density DC glow discharge generated by a current-source », *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 100, n° 6, p. 062019, mars 2008.
- [49] K. Takaki, D. Taguchi, et T. Fujiwara, « Voltage–current characteristics of high-current glow discharges », *Applied Physics Letters*, vol. 78, n° 18, p. 2646, 2001.
- [50] H. M. Valencia, F. B. Yousif, A. Robledo-Martinez, et F. Castillo Mejia, « Optical and Electrical Characteristics of AC Glow-Discharge Plasma in N<sub>2</sub>O », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 34, n° 4, p. 1497-1502, août 2006.
- [51] N. Britun, M. Gaillard, A. Ricard, Y. M. Kim, K. S. Kim, et J. G. Han, « Determination of the vibrational, rotational and electron temperatures in N<sub>2</sub> and Ar-N<sub>2</sub> rf discharge », *Journal of Physics D (Applied Physics)*, vol. 40, n° 4, p. 1022-1029, 2007.
- [52] N. Gherardi et F. Massines, « Mechanisms controlling the transition from glow silent discharge to streamer discharge in nitrogen », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 29, n° 3, p. 536-544, juin 2001.
- [53] F. Massines et G. Gouda, « A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 31, n° 24, p. 3411-3420, déc. 1998.
- [54] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. B. Gadri, P. Ségur, et C. Mayoux, « Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier », *Journal of Applied Physics*, vol. 83, n° 6, p. 2950, 1998.

- [55] T. Nozaki, Y. Miyazaki, Y. Unno, et K. Okazaki, « Energy distribution and heat transfer mechanisms in atmospheric pressure non-equilibrium plasmas », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 34, n° 23, p. 3383-3390, déc. 2001.
- [56] T. Nozaki, Y. Unno, et K. Okazaki, « Thermal structure of atmospheric pressure non-equilibrium plasmas », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 11, n° 4, p. 431-438, nov. 2002.
- [57] R. H. Stark et K. H. Schoenbach, « Direct current high-pressure glow discharges », *Journal of Applied Physics*, vol. 85, n° 4, p. 2075, 1999.
- [58] D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol, et A. Fridman, « Characterization of a dc atmospheric pressure normal glow discharge », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, n° 4, p. 700-711, nov. 2005.
- [59] D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol, et A. Fridman, « DC normal glow discharges in atmospheric pressure atomic and molecular gases », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 17, n° 2, p. 025013, mai 2008.
- [60] D. Staack, B. Farouk, A. F. Gutsol, et A. Fridman, « Spatially Resolved Temperature Measurements of Atmospheric-Pressure Normal Glow Microplasmas in Air », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 35, n° 5, p. 1448-1455, oct. 2007.
- [61] D. Staack, B. Farouk, A. F. Gutsol, et A. A. Fridman, « Spectroscopic studies and rotational and vibrational temperature measurements of atmospheric pressure normal glow plasma discharges in air », *Plasma Sources, Science and Technology*, vol. 15, n° 4, p. 818-827, 2006.
- [62] Y. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov, et N. Trushkin, « Non-equilibrium constricted dc glow discharge in N<sub>2</sub> flow at atmospheric pressure: stable and unstable regimes », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, n° 7, p. 075202, févr. 2010.
- [63] L. Yu, C. O. Laux, D. M. Packan, et C. H. Kruger, « Direct-current glow discharges in atmospheric pressure air plasmas », *Journal of Applied Physics*, vol. 91, n° 5, p. 2678, 2002.
- [64] E. E. Kunhardt, « Generation of large-volume, atmospheric-pressure, nonequilibrium plasmas », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 28, n° 1, p. 189-200, févr. 2000.
- [65] H. Y. Fan, « The Transition from Glow Discharge to Arc », *Physical Review*, vol. 55, n° 8, p. 769, avr. 1939.
- [66] W. A. Gambling et H. Edels, « The high-pressure glow discharge in air », *British Journal of Applied Physics*, vol. 5, n° 1, p. 36-39, janv. 1954.
- [67] S. Vacquié, *L'arc électrique*, Eyrolles. CNRS édition, 2000.
- [68] A. Schutze, J. Y. Jeong, S. E. Babayan, Jaeyoung Park, G. S. Selwyn, et R. F. Hicks, « The atmospheric-pressure plasma jet: a review and comparison to other plasma sources », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 26, n° 6, p. 1685-1694, déc. 1998.
- [69] Y. S. Akishev, M. E. Grushin, A. A. Deryugin, A. P. Napartovich, M. V. Pan'kin, et N. I. Trushkin, « Self-oscillations of a positive corona in nitrogen », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 32, n° 18, p. 2399-2409, sept. 1999.
- [70] G. W. Trichel, « The Mechanism of the Negative Point to Plane Corona Near Onset », *Physical Review*, vol. 54, n° 12, p. 1078, déc. 1938.
- [71] C. Boonseng, V. Kinnares, et P. Apriratikul, « Harmonic analysis of corona discharge ozone generator using brushelectrode configuration », in *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting, 2000*, 2000, vol. 1, p. 403-408 vol.1.
- [72] E. Randeberg, W. Olsen, et R. K. Eckhoff, « A new method for generation of synchronised capacitive sparks of low energy », *Journal of Electrostatics*, vol. 64, n° 3-4, p. 263-272, mars 2006.

- [73] C. Zaepffel, D. Hong, et J. M. Bauchire, « Experimental study of an electrical discharge used in reactive media ignition », *Journal of Physics D (Applied Physics)*, vol. 40, n° 4, p. 1052-1058, 2007.
- [74] P. Persephonis, V. Giannetas, A. Ioannou, J. Parthenios, et C. Georgiades, « The time dependent resistance and inductance of the electric discharges in pulsed gas lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n° 10, p. 1779-1784, 1995.
- [75] P. Persephonis, V. Giannetas, A. Ioannou, J. Parthenios, et C. Georgiades, « The time evolution of the resistances and inductances of the discharges in a pulsed gas laser through its current waveforms », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 24, n° 4, p. 1208-1214, 1996.
- [76] P. Persephonis, K. Vlachos, C. Georgiades, et J. Parthenios, « The inductance of the discharge in a spark gap », *Journal of Applied Physics*, vol. 71, n° 10, p. 4755-4762, 1992.
- [77] W. D. Greason, « Methodology to study the resistance of spark discharges », *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 35, n° 2, p. 359-365, avr. 1999.
- [78] W. D. Greason, Z. Kucеровsky, S. Bulach, et M. W. Flatley, « Investigation of the optical and electrical characteristics of a spark gap », *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 33, n° 6, p. 1519-1526, déc. 1997.
- [79] W. D. Greason, Z. Kucеровsky, S. Bulach, et M. W. Flatley, « Investigation of the optical and electrical characteristics of a spark gap », in *IAS'96. Conference Record of the 1996 IEEE Industry Applications Conference, Thirty-First IAS Annual Meeting (Cat. No.96CH25977)*, Place of Publication: New York, NY, USA Place of Publication: San Diego, CA, USA Country of Publication: USA, 1996, vol. 4.
- [80] M. J. Kushner, W. D. Kimura, et S. R. Byron, « Arc resistance of laser-triggered spark gaps », *Journal of Applied Physics*, vol. 58, n° 5, p. 1744-1751, 1985.
- [81] D. Z. Pai, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Transitions between corona, glow, and spark regimes of nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure », *Journal of Applied Physics*, vol. 107, n° 9, p. 093303, 2010.
- [82] D. Z. Pai, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the spark regime », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 19, n° 6, p. 065015, déc. 2010.
- [83] O. A. Nassef et H. E. Elsayed-Ali, « Spark discharge assisted laser induced breakdown spectroscopy », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 60, n° 12, p. 1564-1572, déc. 2005.
- [84] M. A. Hafez, M. A. Khedr, F. F. Elaksher, et Y. E. Gamal, « Characteristics of Cu plasma produced by a laser interaction with a solid target », *Plasma Sources, Science and Technology*, vol. 12, n° 2, p. 185-198, 2003.
- [85] J. . Aguilera et C. Aragón, « Characterization of a laser-induced plasma by spatially resolved spectroscopy of neutral atom and ion emissions.: Comparison of local and spatially integrated measurements », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 59, n° 12, p. 1861-1876, déc. 2004.
- [86] J. Jasik, J. Heitz, J. D. Pedarnig, et P. Veis, « Vacuum ultraviolet laser-induced breakdown spectroscopy analysis of polymers », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 64, n° 10, p. 1128-1134, oct. 2009.
- [87] J. M. Williamson, D. D. Trump, P. Bletzinger, et B. N. Ganguly, « Comparison of high-voltage ac and pulsed operation of a surface dielectric barrier discharge », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, n° 20, p. 4400-4406, oct. 2006.
- [88] C. Ordiz, J. M. J. Alonso, M. A. D. Costa, J. Ribas, et A. J. Calleja, « Development of a high-voltage closed-loop power supply for ozone generation », presented at the Applied Power Electronics Conference and Exposition, 2008. APEC 2008. Twenty-Third Annual IEEE, Austin, TX, 2008, p. 1861-1867.

- [89] O. Koudriavtsev, Shengpei Wang, Y. Konishi, et M. Nakaoka, « A novel pulse-density-modulated high-frequency inverter for silent-discharge-type ozonizer », *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 38, n°. 2, p. 369-378, 2002.
- [90] R. P. Mildren, R. J. Carman, et I. S. Falconer, « Visible and VUV emission from a xenon dielectric barrier discharge using pulsed and sinusoidal voltage excitation waveforms », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 30, n°. 1, p. 192-193, 2002.
- [91] R. P. Mildren et R. J. Carman, « Enhanced performance of a dielectric barrier discharge lamp using short-pulsed excitation », *Journal of Physics D (Applied Physics)*, vol. 34, n°. 1, p. L1-L6, janv. 2001.
- [92] S. Liu et M. Neiger, « Double discharges in unipolar-pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamps », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, n°. 13, p. 1565-1572, juill. 2003.
- [93] V. Goujard, J.-M. Tatibouet, et C. Batiot-Dupeyrat, « Influence of the Plasma Power Supply Nature on the Plasma-Catalyst Synergism for the Carbon Dioxide Reforming of Methane », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 37, n°. 12, p. 2342-2346, déc. 2009.
- [94] N. Benard et E. Moreau, « Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitations », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, n°. 14, p. 145201, avr. 2010.
- [95] S. Vacquié, « Archive-2 Arc électrique | Techniques de l'Ingénieur », *Technique de l'ingénieur*, 1986.
- [96] D. Z. Pai, G. D. Stancu, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure-the glow regime », *Plasma Sources Science & Technology*, vol. 18, n°. 4, p. 8, 2009.
- [97] L. M. Redondo et J. F. Silva, « Flyback Versus Forward Switching Power Supply Topologies For Unipolar Pulsed-Power Applications », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 37, n°. 1, p. 171-178, janv. 2009.
- [98] V. . Spassov, J. Barroso, M. Ueda, et L. Guerguiev, « A COMPACT HIGH-VOLTAGE PULSE GENERATOR FOR PLASMA APPLICATIONS », *Astrophysics and space science*, vol. 256, n°. 1-2, p. 533-538, 1998.
- [99] M. Akiyama, T. Sakugawa, S. H. . Hosseini, E. Shiraishi, T. Kiyon, et H. Akiyama, « High-Performance Pulsed-Power Generator Controlled by FPGA », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 38, n°. 10, p. 2588-2592, oct. 2010.
- [100] M. Aguet et M. Ianoz, *Haute tension*. PPUR presses polytechniques, 2001.
- [101] R. Casanueva, F. J. Azcondo, C. Branas, et S. Bracho, « Analysis, design and experimental results of a high-frequency power supply for spark erosion », *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 20, n°. 2, p. 361-369, 2005.
- [102] R. Casanueva, F. J. Azcondo, C. Branas, et S. Bracho, « High spark, low loss: paralleled LC/sub s/C/sub p/ resonant converters for spark erosion applications », *IEEE Industry Applications Magazine*, vol. 13, n°. 2, p. 43-51, 2006.
- [103] V. Picron, « Allumage commandé pour moteur à prémélange : techniques », *Technique de l'ingénieur*, 2006.
- [104] H. Mazet, « Moteur à allumage commandé - Composants et stratégie de contrôle | Techniques de l'Ingénieur », *Technique de l'ingénieur*, 2003.
- [105] A. Lasagni, F. Soldera, et F. Mücklich, « FEM simulation of local heating and melting during electrical discharge plasma impact », *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, vol. 12, n°. 5, p. 835-844, sept. 2004.
- [106] F. Soldera, A. Lasagni, F. Mücklich, T. Kaiser, et K. Hrasnik, « Determination of the cathode erosion and temperature for the phases of high voltage discharges using FEM simulations », *Computational Materials Science*, vol. 32, n°. 1, p. 123-139, janv. 2005.
- [107] F. A. Soldera, F. T. Mucklich, K. Hrasnik, et T. Kaiser, « Description of the



- discharge process in spark plugs and its correlation with the electrode erosion patterns », *Vehicular Technology, IEEE Transactions on*, vol. 53, n° 4, p. 1257- 1265, juill. 2004.
- [108] N. S. Tabrizi, M. Ullmann, V. A. Vons, U. Lafont, et A. Schmidt-Ott, « Generation of nanoparticles by spark discharge », *Journal of Nanoparticle Research*, vol. 11, n° 2, p. 315-332, mai 2008.
- [109] J.-P. Ferrieux et F. Forest, *Alimentations à découpage, convertisseurs à résonance : Principes, composants, modélisation*, 3<sup>e</sup> éd. Dunod, 2006.
- [110] K. Hassouni, F. Massines, et J. M. Pouvesle, « Plasma hors équilibre à des pressions atmosphériques », in *Plasmas Froids Génération caractérisation et technologies*, Publication de l'université de Saint Etienne., vol. 1, Saint Etienne: Françoise Masines, 2004, p. 49-108.
- [111] N. Sewraj, N. Merbahi, J. P. Gardou, P. R. Akerreta, et F. Marchal, « Electric and spectroscopic analysis of a pure nitrogen mono-filamentary dielectric barrier discharge (MF-DBD) at 760 Torr », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, p. 145201, avr. 2011.
- [112] Y. Akishev, M. Grushin, I. Kochetov, V. Karal'nik, A. Napartovich, et N. Trushkin, « Negative corona, glow and spark discharges in ambient air and transitions between them », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, n° 2, p. S18-S25, mai 2005.
- [113] D. D. Hsu et D. B. Graves, « Microhollow cathode discharge stability with flow and reaction », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, n° 23, p. 2898-2907, déc. 2003.
- [114] K. Takaki, H. Kirihaara, C. Noda, S. Mukaigawa, et T. Fujiwara, « Production of an Atmospheric-Pressure Glow Discharge Using an Inductive Energy Storage Pulsed Power Generator », *Plasma Processes and Polymers*, vol. 3, n° 9, p. 734-742, nov. 2006.
- [115] K. H. Schoenbach, A. El-Habachi, W. Shi, et M. Ciocca, « High-pressure hollow cathode discharges », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 6, p. 468-477, nov. 1997.
- [116] A. Fiala, L. C. Pitchford, et J. P. Boeuf, « Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges », *Physical Review E*, vol. 49, n° 6, p. 5607, juin 1994.
- [117] V. Nemchinsky, « A method to decrease the normal current density at the cathode of a glow discharge », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 26, p. 643-646, avr. 1993.
- [118] N. Naudé, « Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience », Paul Sabatier- Toulouse III, Toulouse, 2005.
- [119] T. Kamada, T. Fujiwara, M. Itagaki, T. Ishikawa, et M. Watanabe, « Production of plasma jet based on high-current pseudo-spark discharge », *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 (Regular Papers, Short Notes & Review Papers)*, vol. 44, n° 9, p. 6747-6751, 2005.
- [120] E. Martinson et J. Delsing, « Electric spark discharge as an ultrasonic generator in flow measurement situations », *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 21, n° 3, p. 394-401, sept. 2010.
- [121] R. Ono et T. Oda, « Measurement of OH density and gas temperature in incipient spark-ignited hydrogen-air flame », *Combustion and Flame*, vol. 152, n° 1-2, p. 69-79, 2008.
- [122] R. Ono, M. Nifuku, S. Fujiwara, S. Horiguchi, et T. Oda, « Minimum ignition energy of hydrogen-air mixture: Effects of humidity and spark duration », *Journal of Electrostatics*, vol. 65, n° 2, p. 87-93, févr. 2007.
- [123] R. K. Eckhoff et W. Olsen, « A new method for generation of synchronized capacitive sparks of low energy. Reconsideration of previously published findings », *Journal of Electrostatics*, vol. 68, n° 1, p. 73-78, févr. 2010.
- [124] T. X. Phuoc et F. P. White, « Laser-induced spark ignition of CH<sub>4</sub>/air mixtures », *Combustion and Flame*, vol. 119, n° 3, p. 203-216, nov. 1999.
- [125] A. Baclawski et J. Musielok, « Measurements of transition probabilities for two N I infrared transitions and their application for diagnostics of low temperature plasmas », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 65, n° 2, p. 113-119, févr. 2010.

- [126] A. Baclawski et J. Musielok, « Transition probabilities for some infrared O I spectral lines--Application for determining excitation temperatures in low temperature plasmas », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 63, n° 11, p. 1315-1319, nov. 2008.
- [127] W. L. Wiese et J. R. Fuhr, « Improved Critical Compilations of Selected Atomic Transition Probabilities for Neutral and Singly Ionized Carbon and Nitrogen », *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 36, n° 4, p. 1287, 2007.
- [128] « NIST: Atomic Spectra Database Lines Form ». [Online]. Available: [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html). [Accessed: 17-sept-2011].
- [129] Xuetie Zhou, Yan Li, Junde Wang, et Zhonghua Huang, « The temperature measurement of the electrothermal-chemical launcherplasma by atomic emission spectroscopy », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 29, n° 2, p. 360-364, avr. 2001.
- [130] E. Restrepo et A. Devia, « Optical emission diagnostic of a pulsed arc discharge », *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 22, n° 2, p. 377, 2004.
- [131] K. Fu, M. Jogwich, M. Knebel, et K. Wiesemann, « Atomic transition probabilities and lifetimes for the Cu I system », *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 61, n° 1, p. 1-30, 1995.
- [132] E. Tognoni, G. Cristoforetti, S. Legnaioli, et V. Palleschi, « Calibration-Free Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: State of the art », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 65, n° 1, p. 1-14, janv. 2010.
- [133] H. R. Griem, « Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy », *Physical Review*, vol. 131, n° 3, p. 1170, 1963.
- [134] X. Tu, B. G. Chéron, J. H. Yan, et K. F. Cen, « Electrical and spectroscopic diagnostic of an atmospheric double arc argon plasma jet », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 16, p. 803-812, nov. 2007.
- [135] K. K. Herrera, E. Tognoni, N. Omenetto, B. W. Smith, et J. D. Winefordner, « Semi-quantitative analysis of metal alloys, brass and soil samples by calibration-free laser-induced breakdown spectroscopy: recent results and considerations », *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, vol. 24, p. 413, 2009.
- [136] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, et R. N. Zare, « Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas », *Plasma Sources, Science and Technology*, vol. 12, n° 2, p. 125-138, 2003.
- [137] A. De Giacomo et al., « Spatial distribution of hydrogen and other emitters in aluminum laser-induced plasma in air and consequences on spatially integrated Laser-Induced Breakdown Spectroscopy measurements », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 63, n° 9, p. 980-987, sept. 2008.
- [138] A. M. El Sherbini, H. Hegazy, et T. M. El Sherbini, « Measurement of electron density utilizing the H $\epsilon$ -line from laser produced plasma in air », *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 61, n° 5, p. 532-539, mai 2006.
- [139] P. Kepple et H. R. Griem, « Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , and H $\delta$  », *Physical Review*, vol. 173, n° 1, p. 317, 1968.
- [140] J. D. Craggs et J. M. Meek, « The Emission of Light from Spark Discharges », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 186, n° 1005, p. 241-260, juill. 1946.
- [141] K. Behringer et T. Hoschen, « Spectroscopic diagnostics of pulsed arc plasmas for particle generation », *Contributions to Plasma Physics*, vol. 48, n° 8, p. 562-568, 2008.
- [142] W. Natsu, S. Ojima, T. Kobayashi, et M. Kunieda, « Temperature distribution measurement in EDM arc plasma using spectroscopy », *JSME International Journal, Series C (Mechanical Systems, Machine Elements and Manufacturing)*, vol. 47, n° 1, p. 384-390, 2004.

- [143] N. Vogel et Z. Kolacinski, « Spectroscopic measurements of radial temperature distributions in short electric arcs », *Journal of Physics D (Applied Physics)*, vol. 20, n<sup>o</sup>. 4, p. 545-547, 1987.
- [144] Y. Cressault, R. Hannachi, P. Teulet, A. Gleizes, J.-P. Gonnet, et J.-Y. Battandier, « Influence of metallic vapours on the properties of air thermal plasmas », *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 17, p. 035016, août 2008.
- [145] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, et A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat And Mass Transfer*, 6<sup>e</sup> éd. John Wiley & Sons Inc, 2006.



**AUTHOR:** Antoine BELINGER

**TITLE:** Power Supplies and energetic study of a plasma synthetic jet actuator

**PhD Supervisor:** Jean-Pascal CAMBRONNE

**PhD defense:** Toulouse, 2 December 2011

---

## **ABSTRACT**

Plasma Synthetic jet actuator (PSJ) produces high velocity jet reducing turbulences generated by the external flow along of airplane's wings.. In this study two power supply structures, i.e. pulsed or not, have been designed and used to produce the electric discharge in the PSJ actuator. The pulsed power supply induces a hot (12 000 K) discharge while the second one produces a non homogenous cold discharge (2000 K). It is assumed that the air within the cavity is not heated the same way producing a high velocity and short length jet in the pulsed case and a low velocity short jet in the other case. Nevertheless experimental monitoring shows that the heating of the actuator's wall is less significant using the pulsed supply. Those measurements are in adequacy with the results from efficiency modeling using two different models (thermal and aerodynamic). It is then concluded that the pulsed power supply is more effective and, for that reason was chosen for the wind tunnel tests. The results show an significant modification of the external flow on different profiles (plate, airwings ...) when PSJ are used.

---

## **KEY WORDS**

Flow control, Actuator, Plasma, Power supplies, Interaction plasma - power supply, Glow discharge, Spark discharge

---

**SPECIALITY:** Electrical Engineering

---

**LAPLACE - Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (UMR 5213)**

Université Paul Sabatier – Bat 3R3

118, route de Narbonne

31062 Toulouse Cedex 09

FRANCE

**AUTEUR:** Antoine BELINGER

**TITRE:** Alimentations électriques et étude énergétique d'un générateur de jets synthétiques à plasma

**DIRECTEUR DE THESE:** Jean-Pascal CAMBRONNE

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE:** Toulouse, 2 Décembre 2011

---

## **RESUME**

Les générateurs de jets synthétiques à plasma (JSP) produisent des jets d'air à grande vitesse (induit par un plasma) permettant de réduire les turbulences provoquées par un fluide le long d'une aile d'avion. Deux structures d'alimentation ont été conçues et réalisées afin de produire la décharge dans le JSP. Ces deux alimentations dissipent l'énergie de manière totalement différente dans la décharge (pulsée pour la première et beaucoup plus lentement pour la seconde). L'alimentation pulsée produit une décharge très chaude (12 000 K), et la seconde une décharge beaucoup plus froide (2000 K). L'alimentation pulsée génère ainsi des jets de plus grande vitesse mais beaucoup plus courts que la seconde qui produit des jets peu puissants mais très longs. Cependant le calcul du rendement par différents modèles (thermique, aérodynamique) indique que l'alimentation pulsée est la plus efficace. Enfin des essais en soufflerie montrent une modification notable des écoulements sur différents profils (plaque plane, aile d'avion ...) lorsque les JSP sont actifs.

---

## **KEY WORDS**

Contrôle d'écoulement, Actionneur, Plasma, Alimentations électriques, Interaction plasma - alimentation électriques, Décharge lumineuse, Décharge spark

---

**DISCIPLINE:** Génie électrique

---

**LAPLACE - Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (UMR 5213)**

Université Paul Sabatier – Bat 3R3

118, route de Narbonne

31062 Toulouse Cedex 09

FRANCE